



**INFLUENCE DE LA GLACE DE MER ANTARCTIQUE SUR LA CIRCULATION
MÉRIDIONALE**

MÉMOIRE PRÉSENTÉ

dans le cadre du programme de maîtrise en océanographie

en vue de l'obtention du grade de Maître ès sciences

PAR

©MATTHIEU GAVELLE

Septembre 2018

Composition du jury :

Dany Dumont, président du jury, Université du Québec à Rimouski

Louis-Philippe Nadeau, directeur de recherche, Université du Québec à Rimouski

Bruno Tremblay, examinateur externe, Université McGill

Dépôt initial le 27 04 2018

Dépôt final le 04 09 2018

UNIVERSITÉ DU QUÉBEC À RIMOUSKI

Service de la bibliothèque

Avertissement

La diffusion de ce mémoire ou de cette thèse se fait dans le respect des droits de son auteur, qui a signé le formulaire « *Autorisation de reproduire et de diffuser un rapport, un mémoire ou une thèse* ». En signant ce formulaire, l'auteur concède à l'Université du Québec à Rimouski une licence non exclusive d'utilisation et de publication de la totalité ou d'une partie importante de son travail de recherche pour des fins pédagogiques et non commerciales. Plus précisément, l'auteur autorise l'Université du Québec à Rimouski à reproduire, diffuser, prêter, distribuer ou vendre des copies de son travail de recherche à des fins non commerciales sur quelque support que ce soit, y compris l'Internet. Cette licence et cette autorisation n'entraînent pas une renonciation de la part de l'auteur à ses droits moraux ni à ses droits de propriété intellectuelle. Sauf entente contraire, l'auteur conserve la liberté de diffuser et de commercialiser ou non ce travail dont il possède un exemplaire.

REMERCIEMENTS

Je remercie mon directeur de recherche, Louis-Philippe Nadeau (UQAR-ISMER, Rimouski, Québec), pour m'avoir donné l'opportunité de compléter ce projet de maîtrise, sa formation au modèle de circulation MITgcm, ses conseils de travail et ses explications sur la circulation méridionale, ainsi que la possibilité de présenter mes recherches au congrès annuel de la Canadian Meteorology and Oceanography Society à Toronto en Juin 2017. Je tiens également à remercier particulièrement James Caveen (UQAR-ISMER, Rimouski, Québec) pour son aide concernant l'environnement de travail Mingan, ainsi que la mise à disposition de serveurs de calculs performants et fiables. Je remercie également l'ensemble du corps enseignant de l'ISMER pour les cours de ma première année en maîtrise, dont les connaissances acquises m'ont motivé à réaliser ce projet de recherche.

RÉSUMÉ

La circulation méridionale est composée de deux cellules alimentées par la formation d'eau dense résultant de la convection profonde ayant lieu en hiver aux haute latitudes. Les échanges (ou flux) de densité entre l'océan, l'atmosphère et la glace de mer contrôlent cette convection profonde et déterminent en partie le transport associé à chacune des deux cellules. Dans la littérature récente, une majorité d'auteurs suggère que la glace de mer autour de l'Antarctique détermine la transition entre des flux de flottabilité négatifs (sous la glace) et positifs (au niveau de la surface libre au nord du couvert de glace). Cette transition est présumée fondamentale pour déterminer la séparation entre les deux cellules à la surface de l'océan Austral. Les eaux remontant à la surface sous le couvert de glace Antarctique deviennent plus denses sous l'effet d'un rejet de sel et coulent dans les profondeurs abyssales pour alimenter la cellule inférieure de la circulation méridionale. Au contraire, les eaux remontant à la surface libre de glace deviennent moins denses en contact avec l'atmosphère et reviennent vers le nord dans les couches superficielles du bassin Atlantique pour fermer la cellule supérieure de la circulation méridionale. Il est donc naturel de supposer que des variations du couvert de glace Antarctique vont affecter le parcours des masses d'eaux de la circulation méridionale. Un des principaux objectifs de notre étude est de vérifier cette hypothèse à partir d'un modèle numérique dans une configuration idéalisée disposant d'un canal circumpolaire périodique ainsi que d'un bassin océanique. Dans un premier temps, on démontre qu'il est possible d'obtenir une circulation réaliste dans une telle configuration en imposant en surface des flux de quantité de mouvement et des flux de densité inspirés par les observations. Pour cela, trois profils de diffusion verticale dits adiabatique, diabatique (pour comparer avec la littérature) et réaliste (soit adiabatique en surface et diabatique en profondeur) sont paramétrés, en parallèle avec un cycle saisonnier de certains forçages. Seul le profil réaliste permet d'obtenir une circulation composée de deux cellules distinctes et d'ampleurs du même ordre de grandeur. Dans cette configuration couplée avec un modèle de glace, l'hypothèse de recherche est réfutée : la transition entre couvert de glace et surface libre ne correspond pas avec la séparation des cellules de la circulation méridionale dans l'océan Austral. Cette séparation dépend directement de l'intensité des flux de flottabilité négatifs appliqués aux hautes latitudes de cette région. En effet, un couplage entre la variation de ces flux avec celle de la densité caractérisant la séparation des cellules est mis en évidence. Le second objectif principal de notre étude est d'observer puis comparer avec la littérature les périodicités caractérisant la variabilité interne de la circulation méridionale (ne dépendant pas des forçages appliqués) à moyen et long termes (soit de l'ordre de la dizaine et centaine d'années) avec la même configuration sur une période de 1000 ans. Pour cela, le flux de chaleur méridional à l'équateur a été considéré comme métrique de l'intensité de la circulation méridionale. Cette période, déterminée dans le but de limiter l'apparition d'anomalies d'origine inexpiquée dans la variabilité survenant tous les 1500 ans environ, permet de mettre en évidence plusieurs périodicités multi-décennales (correspondant à des

puissances relativement importantes sur le spectre de densité spectrale du transport méridien de chaleur) comprises entre 20 et 100 ans. Leur origine est la formation d'anomalies de densité en surface de l'océan Austral, influençant également le transport des deux cellules de la circulation méridionale. Cependant, la période n'est pas assez long pour permettre une étude poussée des périodicités multi-centennales, bien qu'une périodicité supérieure à 200 ans soit visible. La similitude entre les périodicités du flux de chaleur méridien obtenues ainsi que le développement d'anomalies de densité et de transport au sein de notre configuration idéalisée avec celles décrites dans la littérature au moyen de configurations plus complexes et réalistes valide les choix de paramétrisation initiaux du projet. Cependant, l'idéalisation de la configuration couplée à un modèle de glace entraîne quelques lacunes dans le comportement de la couverture de glace, trop compacte et dénuée de polynies, inhibant la formation des anomalies ainsi que la variabilité interne de haute fréquence de la circulation.

Mots clés : circulation méridionale, convection profonde, flux de flottabilité, cycle saisonnier, séparation des cellules, variabilité interne, flux de chaleur méridional, anomalies de densité

ABSTRACT

The meridional circulation is composed of two cells powered by dense water formation resulting from the deep convection taking place in high latitudes during winter. Density fluxes between the ocean, the atmosphere and the sea ice control this deep convection and the transport coupled to these two cells. In recent papers, a majority of authors suggests that the sea ice cover around Antarctica sets the transition between negative (under the ice) and positive (in open waters northward the ice cover) buoyancy fluxes. This transition is presumed to be essential to set the separation between the two cells at the surface of the Austral Ocean. Water masses upwelled under the Antarctic sea ice cover become denser as a result of the salt rejection from the forming ice and sink to the abyss to power the inferior cell of the meridional circulation. On the contrary, the density of the water masses upwelled in open waters decreases in contact with the atmosphere and go back northward to form the superficial layers of the Atlantic Ocean, closing the superior cell of the meridional circulation. Consequently it is natural to assume that variations of the sea ice cover of Antarctica will affect the course of the meridional circulation. One of the main objective of our study is to verify this hypothesis using a numerical model in an idealized configuration composed of a periodic circumpolar channel and an oceanic basin. First we show that it is possible to get a realistic circulation in this configuration, forcing at the surface density and momentum fluxes inspired from observations. To do so, three different profiles of vertical diffusion called adiabatic, diabatic (to compare with the literature) and realistic (adiabatic at the surface and diabatic in the abyss) are set, coupled with a seasonal cycle of some forcings. Only the realistic profile enables the formation of a two-cells circulation with the same transport magnitudes. In this configuration coupled with a sea ice model, the research hypothesis is refuted : the transition between sea ice and open water does not match with the separation of the two cells of the meridional circulation in the Austral Ocean. This separation directly depends on the intensity of the negative buoyancy fluxes set in high latitudes of this area. Indeed, a coupling between the variations of these fluxes with the density characterizing the separation of the two cells is highlighted. The second main objective of our study is to observe and to compare with literature the internal variability periodicities of the meridional circulation (which do not depend on applied forcings) over the mid and long term scale (about the dozen and hundred years) with the same configuration over a period of about 1000 years. To do so, the meridional heat flux at the equator is used as metric of the meridional circulation intensity. The integration period, determined to prevent the formation of anomalies in the internal variability of unknown origin every 1500 years, enables the observation of several multi-decadal periodicities (corresponding to relatively high powers on the spectral density spectrum of the meridional heat flux) between 20 and 100 years. Their origin is the formation of density anomalies at the surface of the Austral Ocean, also influencing the transports of the two cells of the meridional circulation. However, this integration period is not quite long enough to enable a complete study of multi centennial periodicities, although a periodicity higher than 200 years is obser-

ved. The similarity between the periodicities of the meridional heat flux and the density and transport anomalies of our idealized configuration and the ones outlined in the literature in more realistic and complex configurations validates the initial choice of parameters. However, the idealization of the configuration coupled with a sea ice model cause several deficiencies in the ice cover behavior, which is too compact and without polynies, inhibiting the formation of anomalies as well as the high frequency internal variability of the circulation.

Keywords : meridional circulation, deep convection, buoyancy fluxes, seasonal cycle, cells separation, internal variability, meridional heat flux, density anomalies

TABLE DES MATIÈRES

REMERCIEMENTS	v
RÉSUMÉ	vi
ABSTRACT	viii
TABLE DES MATIÈRES	x
LISTE DES FIGURES	xii
1 Introduction	1
2 Méthodologie	11
2.1 Présentation du modèle numérique	11
2.2 Domaine numérique	16
2.3 Diffusion verticale	18
2.4 Cycle saisonnier	20
2.5 Déroulement des simulations	22
2.6 Détails des analyses	23
3 Résultats	27
3.1 Phénoménologie	27
3.2 Analyses	33
3.3 Suivie d'anomalies de densité et de ψ_{res}	45
4 Discussion	51
4.1 Influence du couvert de glace sur la circulation méridionale	51
4.2 Oscillations de l'intensité de la MOC	56
CONCLUSION GÉNÉRALE	62
ANNEXE I	
SÉRIES TEMPORELLES DU TRANSPORT DES CELLULES DE LA MOC	64
ANNEXE II	
SÉRIES TEMPORELLES DU FLUX DE CHALEUR MÉRIDIEN	65
ANNEXE III	
SPECTRES DE PUISSANCE	66

ANNEXE IV	
ANOMALIES DE DENSITÉ	67
ANNEXE V	
COMPARAISON DES CARACTÉRISTIQUES DE GLACE ENTRE MODÈLE ET OB- SERVATIONS	68
RÉFÉRENCES	69

LISTE DES FIGURES

1	Circulation méridionale simplifiée (Marshall and Speer, 2012). Flèches rouges et jaunes : masses d'eau de surface de faibles densités, relativement chaudes et froides respectivement. Flèches vertes : masses d'eau de profondeurs intermédiaires. Flèches bleues : masses d'eau abyssales de densités élevées . . .	2
2	Transect des isopycnes (densité neutre) du Pacifique. Source : http://whp-atlas.ucsd.edu/pacific/p15/sections/sct_menu.htm	3
3	Transport global des deux cellules de la MOC par niveau de pression ($1 \text{ Sv} \equiv 1.10^6 \text{ m}^3.\text{s}^{-1}$), figure issue de Lumpkin and Speer (2007)	4
4	Comparaison des ventilations abyssales par la MOC lors d'un climat moderne (schéma supérieur) et du dernier maximum glaciaire (schéma inférieur). Flèches bleues : eau de fond Antarctique, flèches vertes : eau profonde nord Atlantique, flèches rouges : eaux profondes des océans Indien et Pacifique, flèches jaunes : eau intermédiaires Antarctique. l_1 et l_2 : distances entre la latitude maximale d'expansion du courant circumpolaire représentée par la ligne épaisse grise avec la marge de glace de mer australe. La ligne fine grise représente la topographie moyenne. Figure issue de Ferrari et al. (2014) . . .	7
5	Transition en surface de l'Océan Austral des deux cellules de la MOC, figure adaptée de Rintoul et al. (2001); Speer et al. (2000)	8
6	Géométrie du domaine numérique	17
7	Profils de diffusion verticale étudiés	19
8	Champs de forçage avec un cycle saisonnier	20
9	Champs de forçage des configurations témoins, invariables au cours du temps	22
10	De gauche à droite respectivement : anomalie de densité σ en surface ($\text{kg}.\text{m}^{-3}$), fonction de courant en surface ($\text{m}^3.\text{s}^{-1}$), épaisseur du couvert de glace au niveau de l'Océan Austral (limitée à 1 m)	25

11	Coupe sud-nord du domaine numérique. les courbes noires correspondent à des isopycnes particuliers numérotés de 1 à 3. Les flèches épaisses représentent les flux de flottabilité. Ces flux sont négatifs si les flèches sont dirigées vers le haut, et positifs si orientées vers le bas. Les flux disposant de flèches de même couleur se compensent. Le couvert de glace austral est schématisé en violet. Le transport des cellules est indiqué par les flèches fines bleues (cellule diabatique) et rouge (cellule adiabatique). Les double-flèches vertes correspondent à l'intervalle de densité partagé	27
12	Densité potentielle σ superposant les isopycnes (gauche) avec profil moyenné de la fréquence de flottabilité de Brunt-Väisälä (droite) en deçà de 1000 m. Configurations disposant d'un cycle saisonnier et du modèle de glace. Profils de diffusion diabatique, adiabatique et exponentiel (de haut en bas respectivement)	28
13	Distributions moyennées à long terme de la température potentielle pour les configurations disposant d'un cycle saisonnier et de la glace. Profils de diffusion respectivement diabatique, adiabatique et exponentiel (de haut en bas respectivement)	29
14	Circulations méridionales moyennées à long terme superposant les isopycnes (blanc). Configurations avec cycle saisonnier et glace. Profils de diffusion A) diabatique, B) adiabatique et C) exponentiel	32
15	Moyennes annuelles des flux de flottabilité en surface par classe de densité et par hémisphère, avec le profil de diffusion exponentiel. Panneau supérieur gauche : configuration avec forçages constants. Panneau supérieur droit : configuration avec cycle saisonnier et sans glace. Panneau inférieur : configuration avec cycle saisonnier et glace	35
16	Flux de flottabilité en surface par classe de densité et par hémisphère, avec le profil de diffusion exponentiel. Les saisons d'hiver (gauche) et d'été (droite) australs sont présentées. Panneaux supérieurs : configuration avec cycle saisonnier et sans glace. Panneaux inférieurs : configurations avec cycle saisonnier et glace	36
17	Présentation des indices choisis pour étudier la saisonnalité des circulations, présentés A) dans l'espace en classes de densité, B) dans l'espace en profondeurs. σ_{div} : densité de transition entre les deux cellules, H_{div} : profondeur de cette classe de densité, L_{div} : latitude de transition entre les deux cellules à 250 m de profondeur au niveau de l'Océan Austral	38

18	Variabilité saisonnière des indices H_{div} (profondeur de transition entre les deux cellules au niveau du bassin océanique) et σ_{div} (densité de transition correspondante) pour les configurations disposant d'un cycle saisonnier seul (haut), et du cycle couplé à un modèle de glace (bas). Profil de diffusion exponentiel	39
19	Variabilité saisonnière de l'indice L_{div} (latitude de transition entre les deux cellules à 250 m de profondeur au niveau de l'Océan Austral) pour les configurations disposant de forçages constants, d'un cycle saisonnier seul, et du cycle couplé à un modèle de glace de haut en bas respectivement. Profil de diffusion exponentiel	40
20	Variabilité saisonnière des flux de flottabilité affectant la région de l'Océan Austral au sud de l'indice σ_{div} (densité de transition entre les deux cellules), superposés avec l'indice H_{div} (profondeur de transition entre les deux cellules au niveau du bassin). Configurations disposant d'un cycle saisonnier seul (panneau supérieur), et du cycle couplé à un modèle de glace (panneau inférieur). Profil de diffusion exponentiel	41
21	Oscillations de l'anomalie du flux de chaleur méridien au niveau de l'équateur, pour les configurations disposant de forçages constants, d'un cycle saisonnier seul, et du cycle couplé à un modèle de glace de haut en bas respectivement. profil de diffusion exponentiel	43
22	Spectres de puissance correspondant aux séries temporelles de la figure 21 . .	44
23	Anomalies de ρ en surface du modèle, intégrées sur la longitude, au cours du temps. Profil de diffusion vertical exponentiel. Configuration avec cycle saisonnier	46
24	Anomalies de ρ dans la colonne d'eau, intégrées sur la latitude à 30° de longitude au cours du temps. Profil de diffusion verticale exponentiel. Haut : configuration avec cycle saisonnier. Bas : configuration avec cycle saisonnier et glace	48
25	Anomalies de ψ_{res} (Sv) intégrées sur la longitude au cours du temps. La période d'échantillonnage est de 4 ans. La période totale T est 48 ans. Configuration avec cycle saisonnier sans glace. Profil de diffusion verticale exponentiel	50
26	Oscillations des transports des cellules adiabatique (en rouge) et diabatique (en bleu) de la MOC. Configurations avec cycle saisonnier seul (panneaux supérieurs) et avec glace (panneaux inférieurs). Profil de diffusion exponentiel	64

- 27 Oscillations du flux de chaleur méridien au niveau de l'équateur, pour les configurations disposant d'un cycle saisonnier avec le profil de diffusion adiabatique. Panneau supérieur : sans glace de mer. Panneau inférieur : avec glace de mer 65
- 28 Spectres de puissance correspondant aux séries temporelles de l'annexe précédente, pour les configurations disposant d'un cycle saisonnier avec le profil de diffusion adiabatique. Panneau supérieur : sans glace de mer. Panneau inférieur : avec glace de mer 66
- 29 Anomalies de ρ en surface du modèle, intégrées sur la longitude, au cours du temps. Profil de diffusion vertical exponentiel. Configuration avec cycle saisonnier et glace 67
- 30 Panneau de gauche : Épaisseur de glace hivernale (m) de la configuration disposant du cycle saisonnier et du profil de diffusion exponentiel. Panneau central : Moyenne 2003-2008 des observations d'épaisseur de glace hivernale (m, concentration de couverture supérieure à 50%) en Antarctique ([Kurtz and Markus, 2012](#)). Panneau de droite : Instantané de la concentration de couverture de glace hivernale (%) en Antarctique, 2015. Source : Institute of Environmental Physics, University of Bremen. Cadre noir : région apparentée au domaine numérique du projet 68

1 Introduction

La circulation méridionale (MOC¹) représente le transport latitudinal de chaleur, de sel et de nombreux biogéotraceurs tels que le CO₂ à l'échelle de l'océan global (figure 1). Elle permet de maintenir la stratification abyssale. Malgré sa trajectoire globale, la MOC dépend de processus physiques sur une grande gamme d'échelle spatiales allant de l'échelle planétaire aux sous-méso échelles, jusqu'à l'échelle de dissipation visqueuse. Par exemple, en hiver aux hautes latitudes, des processus aux sous-méso échelles tels que la convection turbulente ou le "cabbelling" permettent une production abyssale d'eau dense aux pôles. Dans les abysses, le mélange turbulent (aux sous-méso échelles) dû au déferlement des ondes internes créées par la topographie jouent un rôle central dans le maintien de la stratification et de la circulation profonde. À la surface de l'Océan Austral, la contrainte du vent induit un pompage d'Ekman sur l'ensemble du courant circumpolaire (à l'échelle synoptique) et permet une ventilation de la moitié supérieure de l'océan global. Cette profondeur à laquelle l'océan global est ventilé par le pompage d'Ekman de l'Océan Austral est contrôlée par les tourbillons géostrophiques aux méso-échelles, générés par l'instabilité baroclinique.

La circulation méridionale² est définie comme étant l'intégrale d'est en ouest du transport méridional en fonction de la profondeur. En intégrant d'est en ouest sur l'ensemble du globe, deux cellules de circulation distinctes apparaissent (figure 3). Ces dernières sont nommées cellules supérieure et inférieure. Chacune des deux cellules est générée par la formation d'eau dense aux hautes latitudes. La cellule supérieure est alimentée par une convection profonde en Atlantique Nord tandis que la cellule inférieure est alimentée par une convection profonde autour de l'Antarctique. La plongée de ces eaux denses est par la suite compensée au sein de chacune des deux cellules par deux principaux mécanismes de remontée

1. L'acronyme MOC désigne, en anglais, "Meridional Overturning Circulation"

2. Afin d'alléger le texte, on définit méridionale comme l'orientation Sud-Nord, et latitudinale la direction Est-Ouest

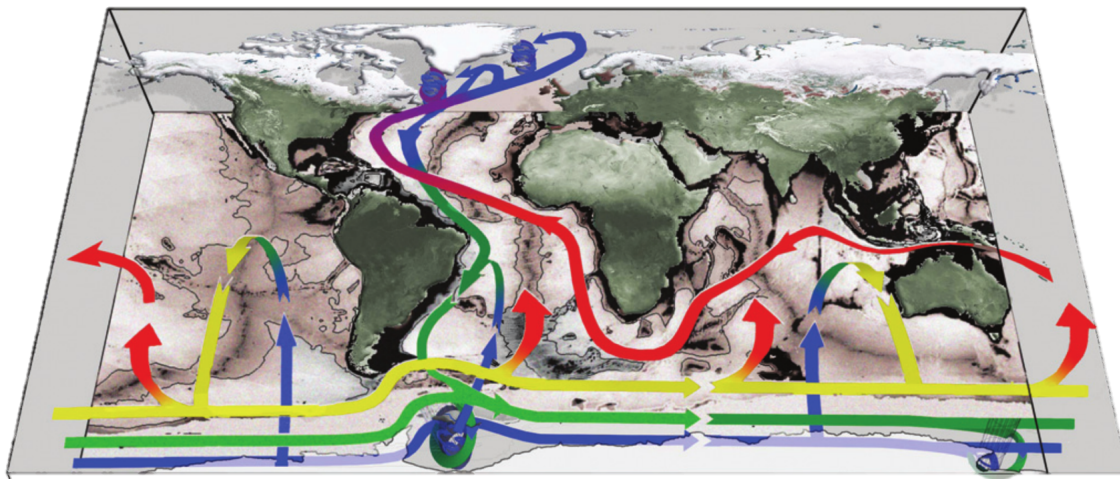


Figure 1: Circulation méridionale simplifiée (Marshall and Speer, 2012). Flèches rouges et jaunes : masses d'eau de surface de faibles densités, relativement chaudes et froides respectivement. Flèches vertes : masses d'eau de profondeurs intermédiaires. Flèches bleues : masses d'eau abyssales de densités élevées

d'eau (en anglais, "upwelling") : le pompage d'Ekman à la surface de l'Océan Austral et le mélange diapycnal ayant lieu dans les profondeurs abyssales des bassins océaniques. Pour expliquer chacun des deux mécanismes, il est utile de séparer l'océan en deux régions où ces mécanismes ont lieu, le canal circumpolaire et les bassins océaniques :

1. La dynamique du canal circumpolaire est distincte de celle du reste de l'océan global, car caractérisé par un important pompage d'Ekman. Celui-ci résulte de l'important stress mécanique des vents d'ouest soufflant en surface de l'Océan Austral. En effet, ces vents entraînent un important transport des masses d'eau en surface vers le nord (appelé transport d'Ekman). Le déficit d'eau en surface ainsi créé doit alors être compensé par une remontée d'eau depuis les profondeurs intermédiaires (pompage d'Ekman). Cette dynamique est illustrée par une inclinaison des isopycnes³ (figure 2) de la région sous l'effet de ces vents (Bryden, 2003; Marshall and Radko, 2002). Cette inclinaison est contrebalancée par l'effet de tourbillons se formant lorsque l'inclinaison des isopycnes

3. courbes d'égale densité

dépasse un certain angle, définissant l'instabilité barocline. Ces tourbillons tendent à ramener ces isopycnes à l'horizontale en induisant un fort mélange horizontal. Le trajet vers la surface le long des isopycnes inclinées spécifiques de cette région se fait sans changement de densité à température potentielle constante. On parle donc d'un trajet adiabatique. Actuellement, seules les classes de densité au dessus de 2000 m remontent ainsi à la surface dans l'Océan Austral (figure 2). Il existe donc un autre mécanisme de remontée d'eau sous 2000 m.

2. En profondeur des bassins océaniques, l'interaction entre les cycles de marées et la topographie entraine du mélange. Comme la distribution des reliefs sous-marins est amplifiée sous 2000 m de profondeur, le mélange associé à cette interaction avec les marées devient prévalent au niveau des profondeurs abyssales. De façon similaire, la rupture d'ondes internes au contact de cette topographie produit également de la turbulence et contribue à ce mécanisme de remontée d'eau. Contrairement au premier mécanisme, le trajet des masses d'eau se fait au travers des courbes de densité avec un gain de température potentielle, on parle donc d'un trajet diabatique.

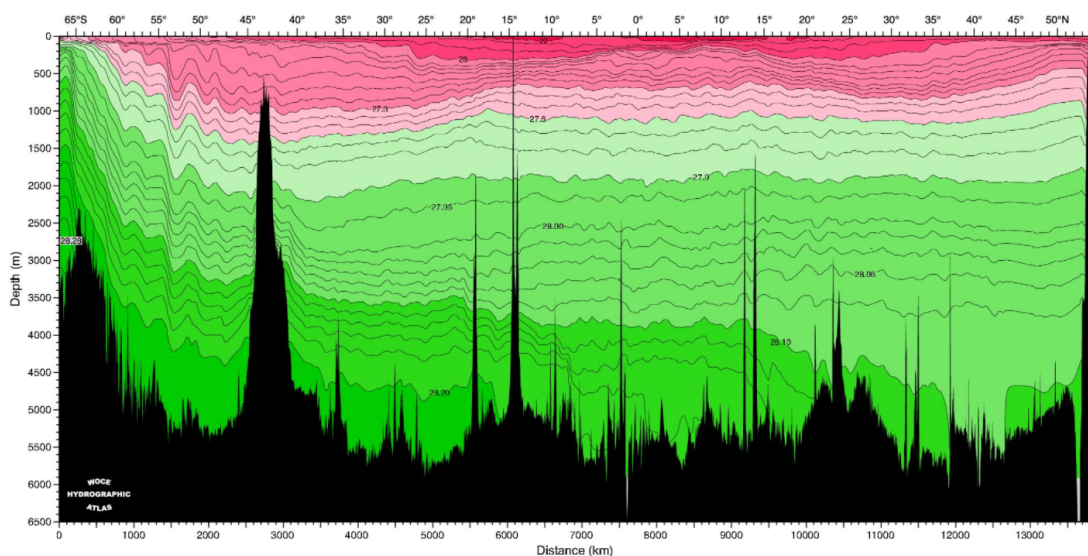


Figure 2: Transect des isopycnes (densité neutre) du Pacifique. Source : http://whp-atlas.ucsd.edu/pacific/p15/sections/sct_menu.htm

La formation d'eau dense de l'Atlantique Nord concerne la cellule supérieure. Suite à sa plongée, cette eau dense occupe alors les profondeurs intermédiaires de l'océan (jusqu'à 2000 m environ). Elle remonte ensuite en surface au niveau de l'Océan Austral le long des courbes inclinées d'iso-densité sous l'effet du pompage d'Ekman en surface. La cellule supérieure affleure donc en surface en deux endroits : elle coule en Atlantique Nord, et remonte à la surface dans l'Océan Austral. Les densités en surface de ces deux régions sont partagées via le trajet adiabatique des masses d'eaux spécifiques à cette cellule. Ce partage de densités joue un important rôle dans le transport de chaleur, de sel et autres traceurs entre les deux hémisphères (Wolfe and Cessi, 2014). Cette cellule est donc également nommée cellule adiabatique. Plus simplement, elle permet de connecter l'Océan Austral à l'Atlantique Nord via un partage de masses d'eau de densités similaires.

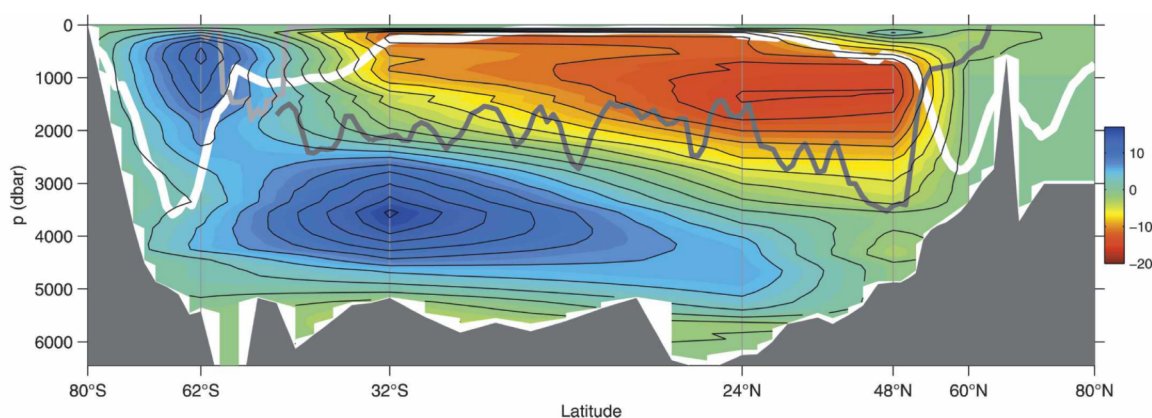


Figure 3: Transport global des deux cellules de la MOC par niveau de pression ($1 \text{ Sv} \equiv 1.10^6 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$), figure issue de Lumpkin and Speer (2007)

Au contraire, la formation d'eau dense alimentant la cellule inférieure s'effectue au niveau du plateau continental Antarctique. À ces hautes latitudes de l'Océan Austral, l'eau en surface est soumise à d'importants flux de flottabilité négatifs. En effet, la formation de glace de mer sous l'effet de la température atmosphérique permet d'atteindre une forte salinité via le rejet halin associé, couplée à une température de l'eau avoisinant -1.9°C . Ces conditions extrêmes permettent donc la formation de masses d'eaux parmi les plus denses au monde au niveau des plateaux continentaux (Orsi et al., 1999). Ces eaux très denses sont exportées des

plateaux par-delà le talus continental antarctique lorsque certaines conditions sont réunies (Heywood et al., 2014; Stewart and Thompson, 2013). Plongeant ensuite le long du talus, elles forment par mélange l'eau de fond antarctique (Jacobs, 2004), alimentant la cellule inférieure. Ces masses d'eau remontent adiabatiquement des abysses des bassins océaniques sous l'effet du mélange diapycnal. Lorsqu'elles atteignent environ 2000 m de profondeur, elles peuvent remonter adiabatiquement à la surface de l'Océan Austral. L'équilibre entre cette source d'eau dense et le mélange diapycnal est responsable de la stratification abyssale sous 2000 m de profondeur environ (Nikurashin and Vallis, 2011; Mashayek et al., 2015; Jansen and Nadeau, 2016). Cette eau de fond antarctique (ainsi que ses biogéotraceurs) est isolée de l'atmosphère durant plusieurs centaines voire milliers d'années. Cette capacité de piégeage et d'isolement de masses d'eau sur de longues périodes temporelles permet à l'océan d'avoir une rétroaction sur l'atmosphère (Adkins, 2013). Cette connexion entre la surface de l'océan et les abysses confère à la circulation méridionale un rôle d'important régulateur du climat global à long terme (Anderson et al., 2009).

Le rôle de la banquise Antarctique sur la ventilation de l'océan abyssal et la régulation du climat global est progressivement mis en évidence au sein de la littérature récente, même si de nombreuses inconnues persistent encore. Une période climatique froide (comme durant la dernière ère glaciaire il y a 20 000 ans environ) permet une expansion supérieure à celle observée de nos jours du couvert de glace antarctique ainsi que des flux de flottabilité négatifs d'ampleurs supérieures en périphérie du continent austral (Jansen, 2017). La perte de flottabilité de l'eau en surface est donc supérieure à celle actuelle. Cette perte de flottabilité couplée à l'expansion de glace est corrélée avec une augmentation de la MOC (Jansen and Nadeau, 2016), caractérisée notamment par une dilatation de la cellule abyssale et une rétraction de la cellule supérieure qui n'atteint plus 2000 m de profondeur comme actuellement, entretenue par la formation d'eau dense en Atlantique Nord (figure 4). La superficie supérieure du couvert de glace antarctique (qui s'étend davantage vers le nord) modifie la dynamique en surface de l'océan austral et la ventilation des abysses (Ferrari et al., 2014). En effet, une quantité d'eau provenant des profondeurs intermédiaires et abyssales plus im-

portante que de nos jours affleure en dessous de la glace plutôt qu'à la surface. Ces masses d'eau isolées de l'atmosphère ne sont pas soumises à l'effet des vents et au transport d'Ekman associé, et ne s'intègrent donc pas au sein de la cellule supérieure mais alimentent la cellule inférieure. N'ayant pas ou peu d'échanges avec l'atmosphère, ces masses d'eaux ne restitueraient pas le dioxyde de carbone dissous à cette dernière, tandis que la formation de nouvelles masses d'eau de fond piègerait de plus en plus de carbone. L'océan profond représenterait alors un puit de dioxyde de carbone, entraînant une rétroaction positive sur le climat déjà froid ([Schmittner and Galbraith, 2008](#)). Dans un contexte de réchauffement climatique, la réponse de la MOC sur le court terme (solution transitoire) est au contraire un affaiblissement du transport et de la stratification abyssale. Cependant, la réponse sur le long terme (c.à.d plusieurs millénaires pour atteindre l'état d'équilibre, lorsque l'ajustement progressif de la diffusion abyssale sera terminé) est une éventuelle augmentation de la MOC, avec une cellule abyssale plus profonde ([Jansen et al., 2018](#)). Ces publications montrent l'intrication complexe entre le climat global, le couvert de glace antarctique et la dynamique de l'océan austral, responsables de la ventilation abyssale ainsi que du transport de la MOC.

De plus, il a été suggéré dans la littérature récente que le couvert de glace de mer Antarctique contrôle la division en profondeur entre les deux cellules de la MOC ([Speer et al., 2000](#)). Pour comprendre cette hypothèse, on doit tout d'abord assumer que les courbes isopycnales sont inclinées dans l'Océan Austral et horizontales dans le reste des bassins océaniques, comme représenté à la figure 5. Il s'agit d'une bonne approximation si on compare à la figure 2. Dans ce contexte, les classes de densités qui affleurent à la surface de l'Océan Austral sont directement reliées à la stratification des bassins océaniques. Le couvert de glace hivernal à la surface de l'Océan Austral divise alors en deux groupes ces classes de densité qui affleurent en surface :

1. Les classes de densité qui affleurent au nord du couvert de glace, en contact direct avec l'atmosphère, sont soumises à l'effet des forts vents d'Ouest et subissent un transport d'Ekman vers les basses latitudes du canal circumpolaire puis les latitudes subtropicales. Celles-ci sont caractérisées par des flux de flottabilité positifs (dus aux im-

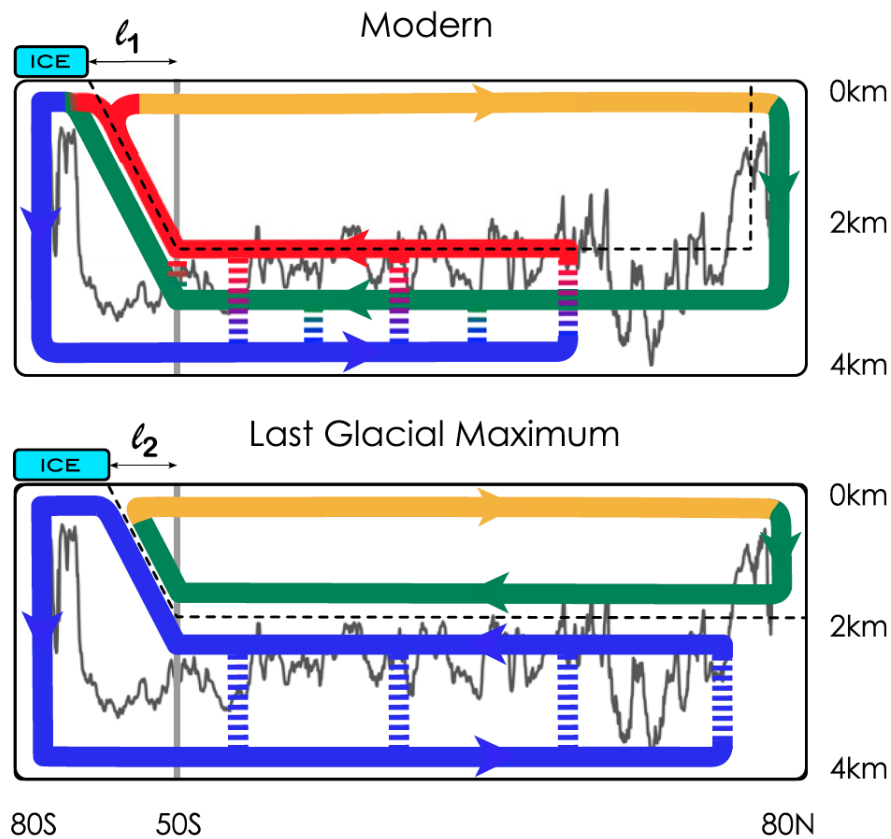


Figure 4: Comparaison des ventilations abyssales par la MOC lors d'un climat moderne (schéma supérieur) et du dernier maximum glaciaire (schéma inférieur). Flèches bleues : eau de fond Antarctique, flèches vertes : eau profonde nord Atlantique, flèches rouges : eaux profondes des océans Indien et Pacifique, flèches jaunes : eau intermédiaires Antarctique. l_1 et l_2 : distances entre la latitude maximale d'expansion du courant circumpolaire représentée par la ligne épaisse grise avec la marge de glace de mer australe. La ligne fine grise représente la topographie moyenne. Figure issue de [Ferrari et al. \(2014\)](#)

portantes précipitations et une température atmosphérique annuelle en moyenne positive) diminuant la densité de l'eau en surface. Les classes s'intègrent par la suite à la cellule supérieure et s'enfoncent sous les couches de mélange tropicales de densités inférieures situées plus au nord.

2. Les classes de densité qui affleurent sous le couvert de glace au niveau des hautes latitudes de l'Océan Austral sont soumises à d'importants rejets halins produits lors de la

formation de glace de mer en hiver, couplés à une température atmosphérique annuelle en moyenne fortement négative. Elles sont donc soumises à des flux de flottabilité négatifs augmentant leur densité. Elles forment l'eau de fond Antarctique et s'intègrent à la cellule inférieure.

Un premier objectif de cette recherche est d'étudier le rôle du couvert de glace antarctique sur la circulation méridionale. En particulier, nous allons tenter de vérifier l'hypothèse selon laquelle l'étendue du couvert de glace détermine la division en profondeur entre les deux cellules de la circulation.

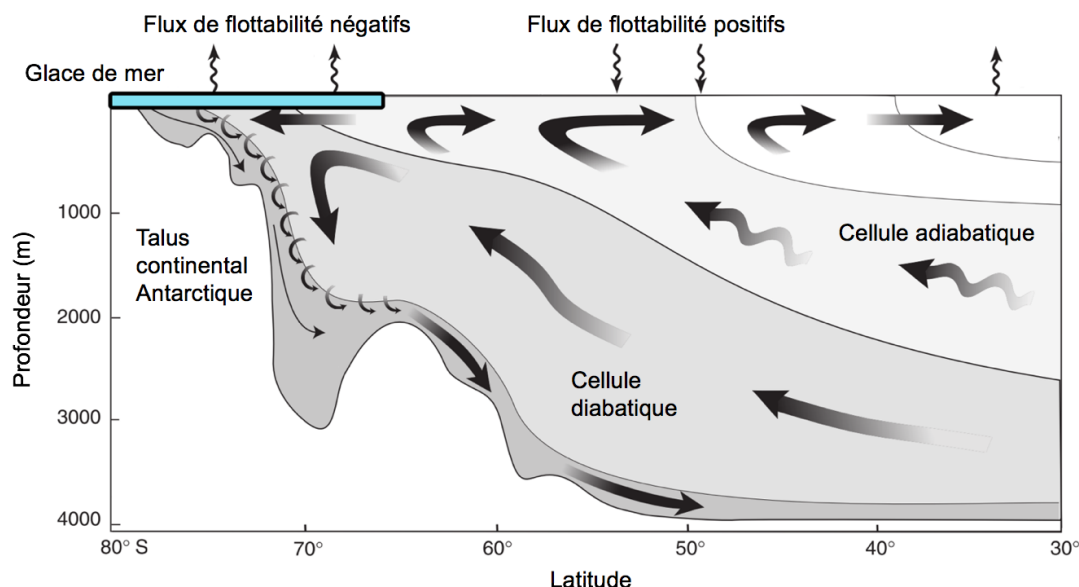


Figure 5: Transition en surface de l'Océan Austral des deux cellules de la MOC, figure adaptée de [Rintoul et al. \(2001\)](#); [Speer et al. \(2000\)](#)

La variation de l'intensité de la MOC constitue également un sujet très présent au sein de la littérature depuis déjà plusieurs décennies. Cette variabilité existe à toutes les échelles temporelles. Il est nécessaire de souligner qu'il existe deux types de variabilités :

1. Une variabilité externe dépendant de celle des forçages prescrits au système.
2. Une variabilité interne dépendant de la dynamique interne de l'océan. Cette variabilité est naturelle au système (dans ce cas océanique, car l'atmosphère est considérée comme

un forçage à défaut d'être couplée au modèle de circulation océanique).

La recherche se focalise sur les périodicités de cette variabilité interne, observées dans des configurations aussi bien idéalisées (Wolfe and Cessi, 2015; Huck et al., 1999) que complexes (Delworth and Zeng, 2012). Ces périodicités proviendraient du développement d'anomalies de densité en surface au niveau des régions subtropicales et de l'Océan Austral. La formation de ces anomalies serait le résultat de l'interaction entre certains modes atmosphériques et océaniques (cycles d'états distincts de l'atmosphère et de l'océan) au niveau de ces deux régions. L'influence du couvert de glace sur la formation en Océan Austral est méconnue. Ces anomalies migreraient sous forme d'onde de Rossby vers les bords ouest des bassins océaniques avant de continuer vers l'Atlantique Nord en suivant la circulation des gyres en surface de l'océan (Buckley et al., 2012). Elles influenceraient alors la convection profonde d'eau dense spécifique de cette région. Cette convection en Atlantique Nord alimentant la cellule supérieure (adiabatique) de la MOC, des anomalies de transports d'eau et de chaleur se développent et se propagent donc au sein de cette cellule, provoquant une variabilité au cours du temps. Un second objectif de cette maîtrise est d'étudier la variabilité interne de la MOC à long terme (de l'ordre de la dizaine et centaine d'années) et comparer les résultats avec ceux de la littérature précédemment citée.

En résumé, l'influence de la glace de mer antarctique sur la circulation méridionale, bien que supposée importante, reste encore peu connue de nos jours. Afin de mieux comprendre l'interaction entre le couvert de glace de l'Océan Austral avec les deux cellules affleurant en surface dans cette région spécifique, ce projet dispose de trois objectifs principaux :

1. Configurer un modèle idéalisé produisant les caractéristiques essentielles de la circulation méridionale
2. Étudier les principaux facteurs influençant la transition en surface des deux cellules de la MOC
3. Étudier les facteurs influençant la variabilité temporelle du flux de chaleur méridional

équatorial (considéré comme métrique de la variabilité interne de la MOC)

2 Méthodologie

2.1 Présentation du modèle numérique

Le modèle utilisé pour ce projet est le MITgcm (MITgcm.org), dans une configuration Boussinesq et hydrostatique. Dans une telle configuration, les équations du mouvement sont décrites par :

$$\frac{D\vec{v}_H}{Dt} + f \cdot \vec{k} \times \vec{u}_H = F_{\vec{v}_H} - \nabla_H \frac{p}{\rho_0} , \quad (1)$$

$$\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial z} + g \frac{\rho'}{\rho_0} = 0 , \quad (2)$$

où $F_{\vec{v}_H}$ représente les forces s'appliquant sur une masse d'eau dans le plan horizontal, $\vec{v}_H = u \times \vec{i} + v \times \vec{j}$ représente la vitesse horizontale, t le temps, $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla$ est la dérivé totale, $f = 2\Omega \sin(\Theta)$ est le paramètre de Coriolis avec $\Omega = 2\pi/86400 \text{ rad.s}^{-1}$ la vitesse angulaire de la Terre et Θ la latitude, p la pression et ρ_0 la masse volumique de référence, ρ' est la masse volumique potentielle et g l'accélération gravitationnelle.

La conservation de la masse (volume) est satisfaite en assumant un fluide incompressible :

$$\nabla_H \cdot \vec{v}_H + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 , \quad (3)$$

où w représente la vitesse verticale

Afin de simplifier les analyses, l'équation d'état de l'eau choisie est linéaire (équation 4).

$$\sigma = \sigma_0 + \rho_{ref} [\beta_S (S - S_0) - \alpha_T (\theta - \theta_0)] , \quad (4)$$

Où σ_0 est la masse volumique de référence valant 25 kg.m^{-3} , ρ_{ref} vaut 1000 kg.m^{-3} , β_S et α_T sont les coefficients de contraction halin ($7.9 \times 10^{-4} \text{ psu}^{-1}$) et d'expansion thermique ($4.0 \times 10^{-5} \text{ K}^{-1}$) respectivement, S_0 la salinité de référence valant 35 psu et θ_0 la température potentielle de référence valant 1°C .

La thermodynamique du système est décrite par une équation d'advection-diffusion de la température et de la salinité :

$$\frac{D\theta}{Dt} = \nabla \cdot (\kappa_H \nabla(\theta) + dz(\kappa_V \frac{\partial \theta}{\partial z})) + F_\theta , \quad (5)$$

$$\frac{DS}{Dt} = \nabla \cdot (\kappa_H \nabla(S) + dz(\kappa_V \frac{\partial S}{\partial z})) + F_S , \quad (6)$$

où κ_H et κ_V sont les coefficients de diffusion horizontale et verticale respectivement. κ_H est considéré constant sur la profondeur. F_θ et F_S représentent les flux de chaleur et de salinité en surface respectivement. Ces flux sont détaillés par la suite.

On distingue deux types de diffusion au sein de notre domaine océanique, chacun possédant sa propre paramétrisation :

- Le profil vertical de diffusion κ_V des équations 5 et 6 représente le mélange abyssal. Ce dernier correspond à l'interaction entre la topographie et les cycles de marées, qui entraînent turbulence, mélange et remontée d'eau en dessous de 2000 m de profondeur, où la topographie est amplifiée. En effet, ce mélange abyssal n'est pas résolu par notre configuration idéalisée (voir la sous-section suivante "présentation du domaine numérique"), en raison de la faible résolution numérique du modèle. Les profils de diffusion prescrits sont présentés dans la sous-section "diffusion verticale".
- La convection, primordiale lorsque de l'eau dense est formée aux hautes latitudes notamment, n'est également pas résolue. Elle est représentée par une diffusion implicite lorsque deux points de grilles superposés sont instables en convection. Par exemple, lorsque la densité du point de grille de profondeur moindre est supérieure à la densité du second point (plus profond), on augmente la valeur locale de diffusion verticale jusqu'à $1 \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$ afin de mélanger les deux cellules et ainsi supprimer l'anomalie de densité. Cette paramétrisation permet de forcer le modèle avec un profil vertical de diffusion constant ne dépendant pas de la latitude tout en permettant la résolution des instabilités dans la colonne d'eau (notamment au niveau des régions de convection profonde).

La paramétrisation des tourbillons barocliniques au niveau du canal circumpolaire, nécessaire pour contrebalancer l'effet du vent sur les isopycnes de cette région est représentée par une diffusion horizontale spécifique de $1000 \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$ selon le schéma de [Redi \(1982\)](#). Lorsque l'inclinaison des isopycnes atteint l'équilibre, la vitesse d'advection adiabatique des masses d'eau le long de celles-ci est proportionnelle à cette inclinaison selon le schéma d'advection de [Gent and McWilliams \(1990\)](#). Cependant, la limite supérieure du coefficient directeur de l'inclinaison des isopycnes est fixée à 5×10^{-3} .

Le modèle océanique est couplé au modèle thermodynamique de glace ThSIce, dérivé du modèle à 3 couches de [Winton \(2000\)](#). Ce type de modèle représente un bon compromis entre des modèles plus simples à une couche (mais qui ont tendance à surestimer l'épaisseur de glace) et des modèles plus complexes (mais plus exigeants en puissance de calcul). La dynamique de la glace, basée sur le modèle "Viscous-Plastic" de ([Zhang and Hibler, 1997](#)) est contrôlée par l'équation suivante :

$$m \frac{D\vec{u}_{glace}}{Dt} = -mf\vec{k} \times \vec{u}_{glace} + \vec{\tau}_{air} + \vec{\tau}_{ocean} - m\nabla\phi(0) + \vec{F}, \quad (7)$$

où $m = m_{glace} + m_{neige}$ représente la masse de la glace et de la neige par unité de surface, $\vec{u} = u\vec{i} + v\vec{j}$ est la vitesse de la glace, \vec{i} , \vec{j} et \vec{k} sont les vecteurs unité dans les directions x , y et z respectivement, f le paramètre de Coriolis, τ_{air} et τ_{ocean} les stress atmosphère-glace et océan-glace respectivement (équations 11 et 12), $\nabla\phi(0)$ le gradient de l'élévation de la surface de l'océan, et $\vec{F} = \nabla \cdot \sigma_{ij}$ la divergence du tenseur du stress de la glace σ_{ij} .

Les flux de température et de salinité en surface du modèle océanique (voir les équations 5 et 6), soit F_θ et F_S respectivement, sont déterminés par des relations paramétriques ("Bulk-Formulae"). En plus de représenter les interactions entre l'atmosphère et l'océan, cette dernière est essentielle au modèle de glace pour convertir les flux de la pseudo-atmosphère en flux océaniques de surface ([Large and Pond, 1980, 1982](#)). Cet algorithme utilise certaines variables fournies par un modèle atmosphérique ou par les forçages pres-

crits afin d'estimer les flux de chaleur, ainsi que le champs d'évaporation. Ces variables d'entrées sont :

- La vitesse moyenne du vent u_{air} ($m.s^{-1}$)
- La température moyenne de l'atmosphère T_{atm} (K)
- L'humidité spécifique de l'atmosphère aqh ($kg.kg^{-1}$)
- La température en surface de l'océan T_{sf} (K)
- Le champs de précipitations P

Les flux de température et de salinité en surface du modèle des équations 5 et 6 correspondent aux deux équations suivantes :

$$F_{\theta} = -\frac{1}{C_p \rho_0 \Delta z_s} Q_{net} , \quad (8)$$

$$F_S = -\frac{S_0}{\Delta z_s} (E - P) . \quad (9)$$

Tandis que le forçage mécanique du vent en surface de l'océan est exprimé par l'équation suivante :

$$\vec{F}_u = \frac{\vec{\tau}_s}{\frac{\rho_0}{\Delta z_s}} , \quad (10)$$

où ρ_0 est la masse volumique en surface, Δz_s l'épaisseur de la couche de surface, et $\vec{\tau}_s$ est le stress en surface. Ce dernier peut provenir directement du vent si la surface est libre de glace ($\vec{\tau}_{air}$), ou de la glace, qui transmet de la quantité de mouvement ($\vec{\tau}_{glace}$). Ces deux stress correspondent respectivement aux équations suivantes :

$$\vec{\tau}_{air} = \rho_{air} C_{air} |\vec{u}_{air} - \vec{u}_{ocean}| R_{air} (\vec{u}_{air} - \vec{u}_{ocean}) , \quad (11)$$

$$\vec{\tau}_{ocean} = \rho_{ocean} C_{ocean} |\vec{u}_{ocean} - \vec{u}_{glace}| R_{ocean} (\vec{u}_{ocean} - \vec{u}_{glace}) , \quad (12)$$

où ρ_{air} et ρ_{ocean} sont les masses volumiques de référence de l'océan et de l'atmosphère, \vec{u}_{air} est la vitesse des vents en surface, \vec{u}_{ocean} la vitesse des courants océaniques en surface, \vec{u}_{glace} la vitesse de la glace, C_{air} et C_{ocean} sont les coefficients de friction de l'at-

mosphère et de l'océan respectivement, R_{air} et R_{ocean} sont des matrices de rotation agissant sur les vecteurs de vitesse des vents et courants océaniques respectivement.

Le flux de chaleur net Q_{net} représente la somme de 4 composants : les flux de chaleur sensible Q_s et de chaleur latente Q_l , ainsi que l'effet des radiations à longues longueurs d'onde Q_{LW} et à courtes longueurs d'ondes Q_{SW} .

$$Q_{net} = Q_s + Q_l + Q_{LW} + Q_{SW} , \quad (13)$$

$$Q_s = -(c_p^{atm} \times \tau_{vent} \times T^*) , \quad (14)$$

$$Q_l = -(f_{lamb} \times \tau_{vent} \times q^*) , \quad (15)$$

$$Q_{LW} = \epsilon \sigma_{SB} T_{atm}^4 - lw_{down} , \quad (16)$$

$$Q_{SW} = -((1 - alb) \times sw_{down}) , \quad (17)$$

où la chaleur spécifique moyenne de l'atmosphère c_p^{atm} vaut $1005 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$, τ_{vent} est le stress du vent ($\text{m}^2.\text{s}^{-1}$), la chaleur latente d'évaporation f_{lamb} vaut $2\,500\,000 \text{ J.kg}^{-1}$, ϵ est l'émissivité, σ_{SB} est la constante de Stephan-Boltzmann ($5,670\,373 \times 10^{-8} \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-4}$), lw_{down} est le champs de radiations de longues longueurs d'onde pénétrant l'océan (en W.m^{-2} , prescrit), alb est l'albédo, et où sw_{down} est le champs de radiations de courtes longueurs d'onde pénétrant l'océan (en W.m^{-2} , prescrit).

Les échelles de température et d'humidité turbulentes T^* et q^* sont déterminées selon les équation suivantes :

$$T^* = rh \times \delta_T , \quad (18)$$

$$q^* = re \times \delta_q , \quad (19)$$

où rh et re sont les coefficients de transfert de Stanton et Dalton respectivement. Les différences de température et d'humidité spécifique δ_T et δ_q entre l'altitude de référence h_{ref} (dans notre cas considérée comme étant 10 m) et la surface de l'océan proviennent à

leur tour des équations :

$$\delta_T = T_{atm} + \gamma_{blk} h_{ref} - T_{sf} , \quad (20)$$

$$\delta_q = aqh - ssq , \quad (21)$$

$$ssq = S_{sat} \frac{c_{vapor}^{fac} e^{-c_{vapor}^{exp}/T_{sf}}}{\rho_{atm}} , \quad (22)$$

où le coefficient γ_{blk} vaut 0.01, ssq représente l'humidité spécifique de saturation de l'atmosphère, le coefficient S_{sat} vaut 0.98, ρ_{atm} est la masse volumique de l'atmosphère, le coefficient c_{vapor}^{fac} vaut 640 380, et où le coefficient c_{vapor}^{exp} vaut 5107.4.

Le champs d'évaporation E est quant à lui calculé selon l'équation suivante :

$$E = \frac{1}{\rho_f} \times \tau_{vent} \times q^* , \quad (23)$$

avec ρ_f valant 1000 kg.m^{-3} .

2.2 Domaine numérique

Ce projet de recherche dépend de la capacité à simuler une circulation méridionale suffisamment réaliste pour répondre à nos objectifs et tester nos hypothèses. La circulation méridionale de ce domaine doit respecter les caractéristiques primaires de la circulation réelle intégrée d'ouest en est sur l'ensemble du domaine. Ces caractéristiques sont la formation d'eau dense aux hautes latitudes, permettant l'établissement des deux cellules de la circulation, une connexion entre les deux hémisphères du domaine, et une remontée d'eau au niveau de l'Océan Austral. Cette connexion inter-hémisphérique doit permettre l'échange de masses d'eaux, de chaleur et de traceurs. Le choix du domaine numérique s'avère par conséquent primordial.

Cependant, afin de limiter les ressources informatiques nécessaires à la modélisation, le domaine numérique doit être le plus idéalisé possible sans compromettre les caractéristiques primaires de la circulation. Cette idéalisation doit donc permettre de contrôler et comprendre le déroulement des processus physiques à l'origine de la MOC.

Le domaine numérique configuré (figure 6) respecte les deux critères primordiaux à l'établissement d'une circulation méridionale profonde (sous la thermocline due aux gyres générées par le vent)(Wolfe and Cessi, 2011) :

- un canal austral périodique (couplé à un régime de vent d'ouest en surface) de 14° de largeur. Ce canal permet la formation d'un courant circumpolaire. Une péninsule Antarctique de 4° de longueur est également configurée afin de simuler une région protégée du courant circumpolaire. Cette région facilitera la formation australe d'eau dense.
- un bassin océanique s'étendant vers le nord. Le bassin couvre les deux hémisphères. Le domaine dispose d'une grille sphérique d'une résolution horizontale de 2° , et de 40 niveaux verticaux dont l'épaisseur varie de 37 m en surface jusqu'à 159 m au fond. La profondeur à l'intérieur du domaine est d'une valeur constante de 4000 m. Cette profondeur permet également de simuler une plongée d'eau dense sous les hautes latitudes, et une potentielle compétition entre les deux cellules de la MOC au niveau du bassin océanique.

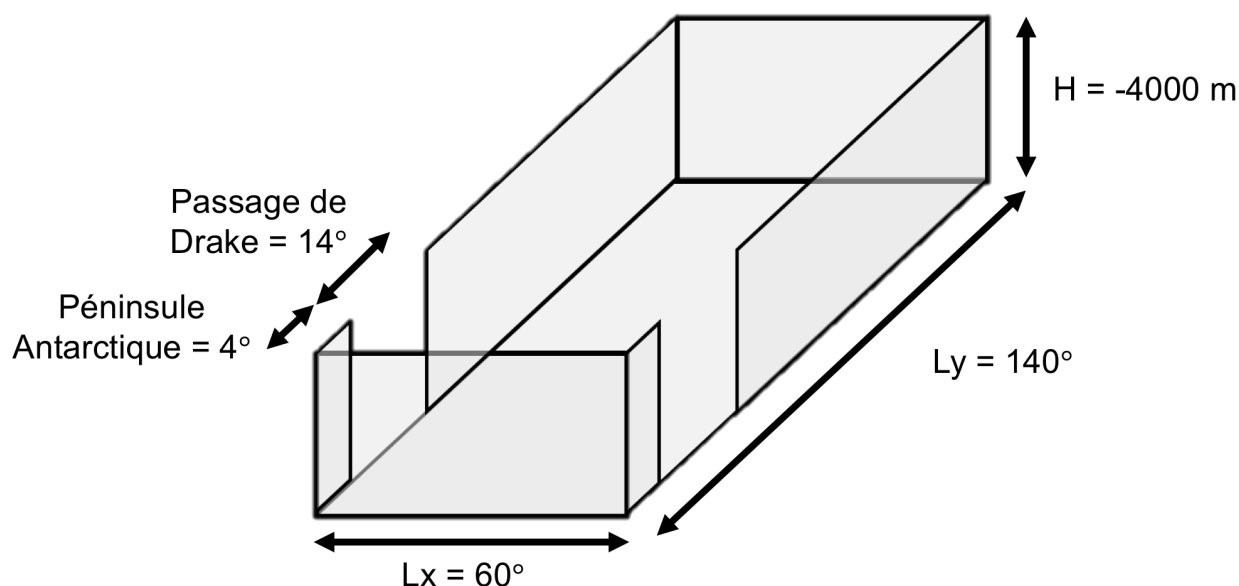


Figure 6: Géométrie du domaine numérique

2.3 Diffusion verticale

Comme décrit précédemment, le profil de diffusion verticale appliqué représente une paramétrisation du mélange local provenant de l'interaction entre les reliefs sous-marins et les cycles de marées. Afin d'observer l'influence de ce paramètre essentiel dans l'établissement de la MOC, trois profils de diffusion verticale distincts ont été choisis (figure 7) :

- A. Un profil diabatique constant représentant une moyenne sur l'ensemble de la colonne d'eau d'un profil de diffusion réaliste : $K = 6 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$.
- B. Un profil adiabatique constant : $K = 6 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$. Ce profil est adapté à la nature de la cellule supérieure de la MOC. Sans mélange diapycnal conséquent, le transport de la cellule inférieure devrait diminuer.
- C. Un profil exponentiel plus réaliste, inspiré des données et proposant des valeurs adaptées à chacune des deux cellules de la MOC : une cellule supérieure adiabatique et une cellule inférieure diabatique (Mashayek et al., 2015). Une transition entre un régime adiabatique dans les couches de surface et un régime diabatique en profondeur s'effectue au niveau des profondeurs intermédiaires. Ce profil varie de la surface au fond de $K = 4 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ à $K = 4 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$.

La comparaison entre les circulations méridionales obtenues permettra de mettre en évidence l'influence de chaque mélange sur les deux cellules.

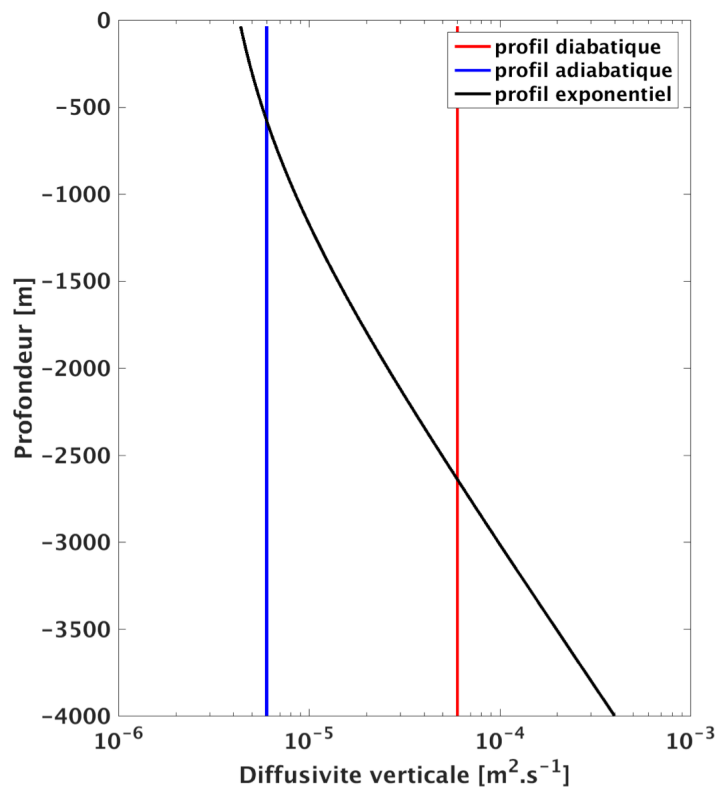


Figure 7: Profils de diffusion verticale étudiés

2.4 Cycle saisonnier

Afin d'alterner les saisons de formation de glace de mer avec les saisons de fonte, et ainsi obtenir une épaisseur de glace moyenne à l'année réaliste (soit entre 0 et 10 m), certains champs de forçage entrants ont été configurés avec un cycle saisonnier de 12 mois, identique chaque année (figure 8). Ce cycle concerne :

- Les radiations à courtes longueurs d'onde (soit l'influence directe du rayonnement solaire), avec une insolation plus faible durant l'hiver austral (durée du jour courte) que pendant l'été (jours longs). Elles représentent un flux de chaleur.
- Les radiations à longues longueur d'onde, correspondant à l'influence de la température de l'atmosphère sur celle de l'eau en surface de l'océan (dérivant de l'équation 16). Elles représentent également un flux de chaleur.
- La température de l'atmosphère, intervenant dans le calcul des flux de sel via l'évaporation (en parallèle avec le vent et l'humidité spécifique de l'atmosphère), ainsi que les flux de chaleurs sensible et latente.

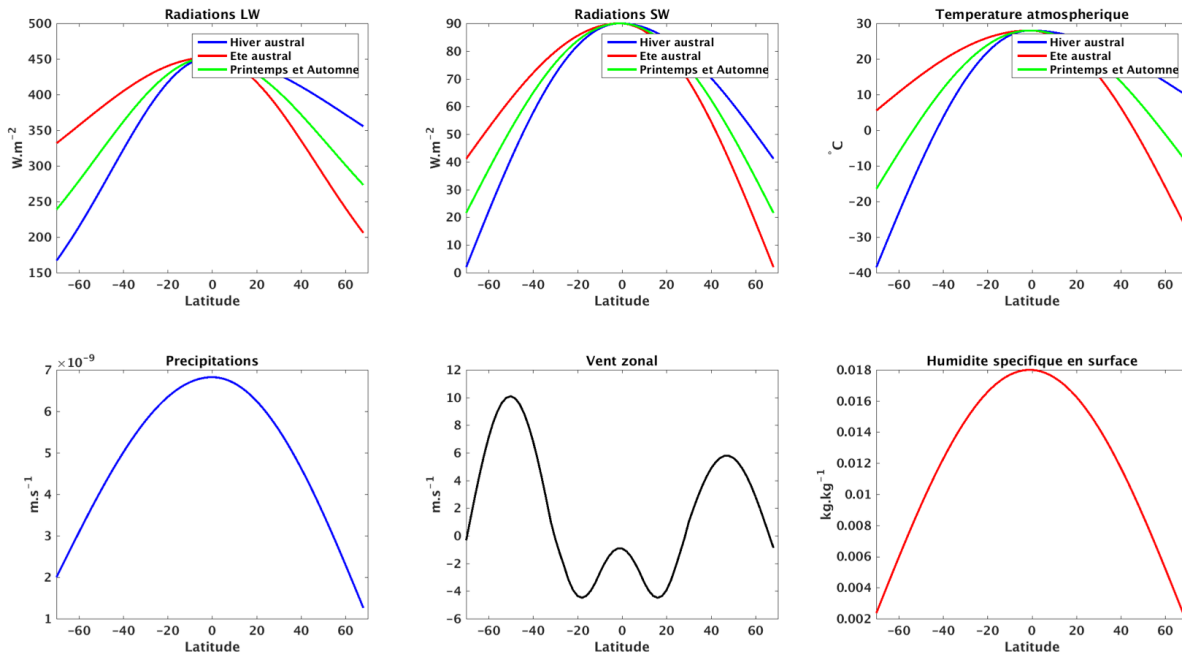


Figure 8: Champs de forçage avec un cycle saisonnier

Les autres champs de forçage entrants ne varient pas au cours du temps. Ce choix permet de limiter l'influence du cycle saisonnier au forçage de la température en surface du modèle, sans affecter significativement le forçage halin dans un objectif de simplicité.

Ces forçages disposent de deux asymétries entre l'hémisphère Sud et l'hémisphère Nord :

- Une asymétrie de température. L'atmosphère au dessus de l'Océan Austral est en moyenne plus froide que celle au dessus de l'Atlantique Nord. Les potentiels flux de chaleurs sortant de l'océan libre de glace (refroidissant l'eau en surface) seront supérieurs au niveau de la périphérie de l'Antarctique qu'en Atlantique Nord. La salinité de l'eau de mer se situant autour de 35, ces flux entraînent une plus importante augmentation de densité en surface aux hautes latitudes australes que boréales.
- Une asymétrie de sel. Les précipitations de l'Océan Austral sont supérieures à celles de l'Atlantique Nord. Ces flux d'eau douce entraînent une plus importante diminution de densité en surface aux hautes latitudes australes que boréales.

Les flux de flottabilité résultant de ces forçages permettent la formation de masses d'eau en moyenne plus denses en périphérie de l'Antarctique qu'en Atlantique Nord.

Pour chacun des trois profils de diffusivité étudiés, il existe par conséquent trois types de configurations :

1. Une configuration avec des champs de forçage constants au cours du temps, sans cycle saisonnier (figure 9). Le modèle de glace n'est pas couplé au modèle de circulation. Ce type de configuration représente le témoin des expériences.
2. Une configuration de transition disposant du cycle saisonnier préalablement décrit (figure 8), mais sans modèle de glace couplé. Ce type de configuration met en évidence l'influence d'un tel cycle.
3. Une configuration complexe, disposant du cycle saisonnier préalablement décrit, et du couplage au modèle de glace. Ce type de configuration met en évidence l'influence de l'alternance entre formation et fonte de la glace de mer.

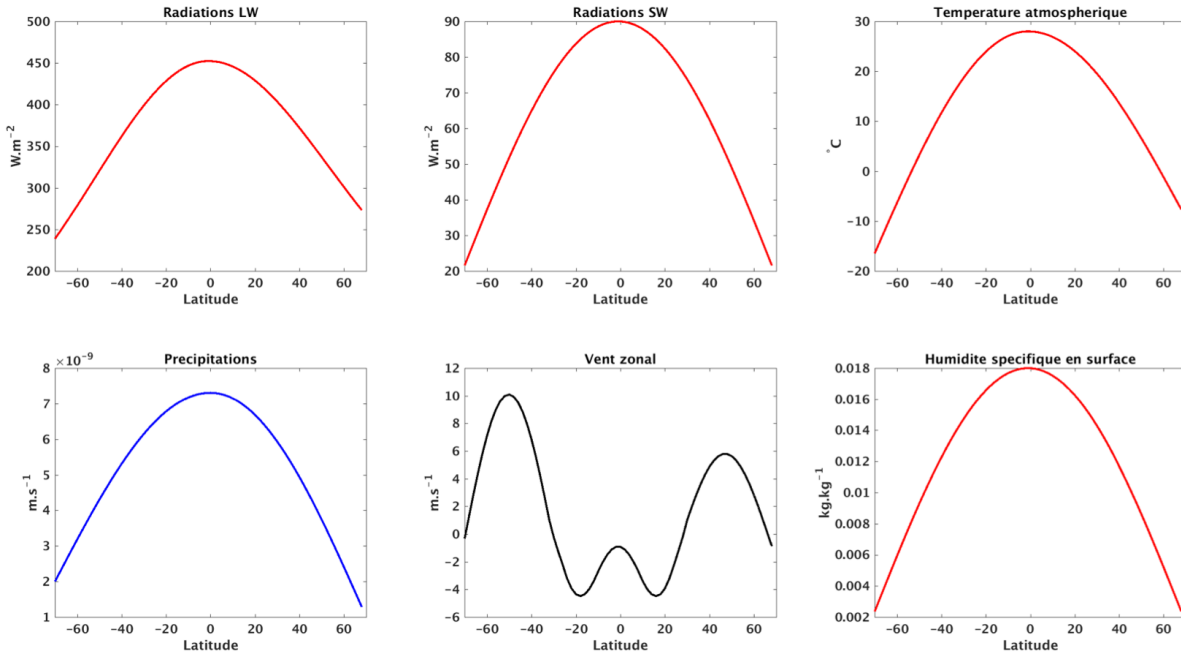


Figure 9: Champs de forçage des configurations témoins, invariables au cours du temps

2.5 Déroutement des simulations

Au lancement de la simulation, le profil d'évaporation (déterminé par la relation paramétrique de l'équation 23) est inconnu. Le champs de précipitations imposé ne peut donc équilibrer celui-ci afin d'obtenir un flux de sel net nul (garantissant la non-divergence du sel au cours de la simulation). Un rappel de salinité est donc nécessaire afin d'annuler ce flux net de sel. L'objectif est alors de supprimer ce rappel afin que la salinité du modèle puisse développer des anomalies en surface. Ces anomalies permettraient d'obtenir une variabilité de la MOC plus réaliste. Le déroulement d'une simulation comprend par conséquent plusieurs étapes :

1. Le modèle est accéléré afin d'optimiser le temps de calcul nécessaire à l'intégration numérique : le δ_t des traceurs est supérieur à celui des équations du mouvement Bryan (1984). Un rappel de salinité est également prescrit afin d'équilibrer le flux de sel net et ainsi limiter la divergence du sel.

2. Lorsque l'équilibre statistique est atteint (la stratification moyenne ne varie plus au cours du temps), le champs de précipitation est équilibré avec celui d'évaporation calculé par le modèle. Le rappel de salinité est supprimé car devenu obsolète.
3. Lorsque l'équilibre statistique est atteint à nouveau, le δ_i des traceurs est modifié pour devenir identique à celui des équations du mouvement. Le modèle n'est plus accéléré.
4. Les différents diagnostics permettant les analyses sont imprimés.

2.6 Détails des analyses

2.6.1 Calcul de la circulation méridionale

La MOC est calculée en appliquant l'intégrale suivante en utilisant entre 50 et 250 classes de densités (dans un objectif d'optimisation du temps de calcul) selon les analyses :

$$\int_0^T \int_0^{x_p} \int_{-H}^{-h(x,y,\rho,t)} (V_{EU} + V_{GM}) d\rho dx dt, \quad (24)$$

où T est la durée de la moyenne temporelle, x_p la proportion de la largeur du domaine considérée pour chaque classe de densité ρ comprise entre 0 si la classe de densité n'est pas présente à une latitude donnée, et le nombre de cellules de la grille représentant la largeur totale du domaine Lx . En effet, au niveau de la grille numérique du domaine, pour une latitude donnée, seule une cellule où est présente la classe de densité de l'itération est prise en compte tandis qu'une cellule où n'apparaît pas cette classe de densité est ignorée. $-H$ représente la profondeur du domaine, $-h$ la profondeur de chaque classe de densité ρ , V_{EU} la vitesse eulérienne et V_{GM} la vitesse induite par les tourbillons.

Calculer la MOC selon des classes de densité au lieu de classes de profondeurs permet de mieux visualiser le parcours d'une masse d'eau en particulier, et compte tenu du nombre de classes choisi, de gagner en précision. Ce gain de précision est primordial aux niveaux des hautes latitudes, bien que le modèle dispose d'une grille de cellules (dont une limite inhérente est qu'une interpolation du champs de densité reste nécessaire) et ne soit pas isopycnal. Ces régions correspondent en effet aux lieux de formation d'eau dense, à

l'origine des deux cellules de la MOC.

2.6.2 Situer la transition des cellules de la MOC en surface de l'Océan Austral

Un des objectifs de ce projet est de situer la transition en surface des deux cellules de la MOC au niveau de l'Océan Austral, et de mettre en évidence l'influence potentielle de la présence d'un couvert de glace de mer sur celle-ci. Pour ce faire, les flux de flottabilité (en $\text{m}^2.\text{s}^{-3}$) moyennés annuellement et mensuellement correspondant à chaque classe de densité affleurant en surface du domaine ont été déterminés selon l'équation suivante :

$$F_{\sigma} = \frac{g}{\rho} \left(\frac{\alpha_T}{C_p} Q_{net} + \rho \beta_S S (E - P) \right), \quad (25)$$

où F_{σ} correspond à la combinaison des flux de chaleur et de sel des équations 5 et 6 :

$$F_{\sigma} = F_{\theta} - F_S. \quad (26)$$

g est l'accélération gravitationnelle, ρ la masse volumique potentielle, α_T le coefficient d'expansion thermique de l'eau, C_p la chaleur spécifique, et β_S le coefficient d'expansion halin.

Situer la transition entre les deux cellules en surface est cependant problématique car le courant circumpolaire présente un méandre (figure 10). Ce méandre entraîne une variation selon la longitude de cette transition. En effet, cette asymétrie longitudinale est visible sur les profils de densité en surface et d'épaisseur de glace. Déterminer la densité de transition entre les cellules (supposée plus ou moins constante le long de la limite du couvert de glace) plutôt que la latitude correspondante est donc préférable.

Afin de mieux comprendre ce que représente cette densité de transition, la figure 11 schématise une coupe Océan Austral - Atlantique Nord du domaine numérique. Les latitudes délimitant le canal circumpolaire sont représentées. Celles-ci correspondent à la péninsule Antarctique (64°S) ainsi que du détroit de Drake (50°S). Les trajets de trois isopycnes particuliers sont également montrés.

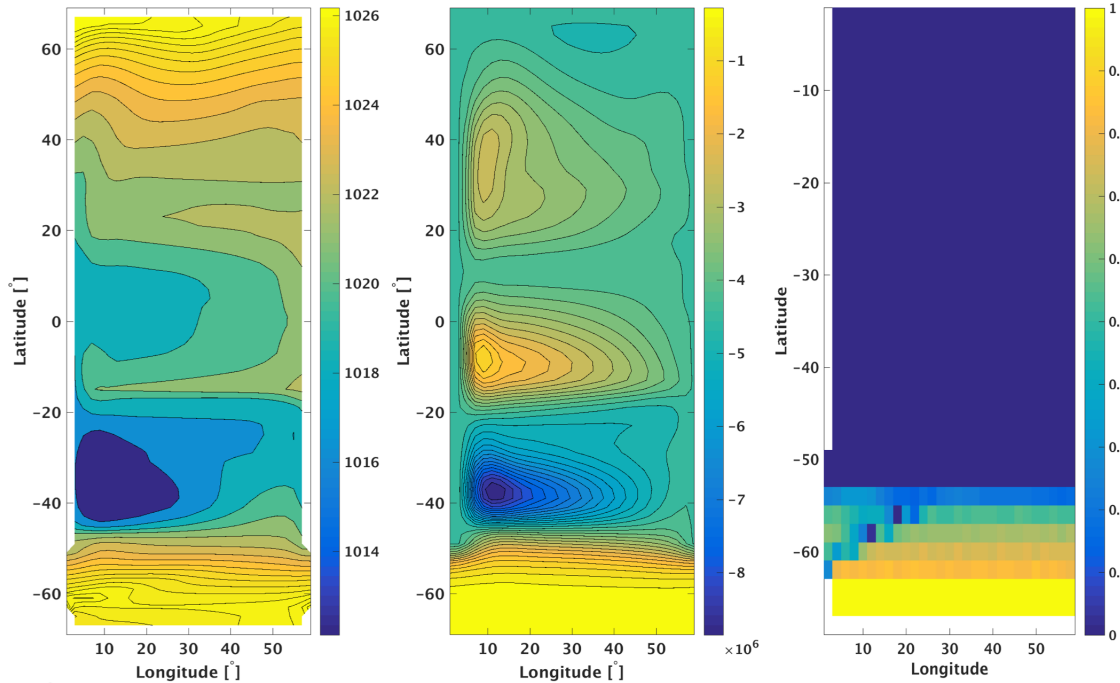


Figure 10: De gauche à droite respectivement : anomalie de densité σ en surface (kg.m^{-3}), fonction de courant en surface ($\text{m}^3.\text{s}^{-1}$), épaisseur du couvert de glace au niveau de l'Océan Austral (limitée à 1 m)

Considérons en premier lieu les deux isopycnes (numérotés 1 et 2 sur la figure 11) affleurant en surface au niveau de l'Atlantique Nord. L'atmosphère locale étant très froide, les masses d'eau sont soumises à des flux de flottabilité négatifs. Ces flux vont entraîner la convection de ces dernières jusqu'aux profondeurs intermédiaires. Celles-ci vont par la suite migrer vers le sud avant de remonter quasi-adiabatiquement le long de ces mêmes isopycnes au niveau du canal circumpolaire. Ces masses d'eau sont alors soumises au transport d'Ekman et à des flux de flottabilité positifs. Ces flux positifs compensent les flux négatifs de l'Atlantique Nord.

Le premier de ces deux isopycnes affleure au niveau de la limite nord du courant circumpolaire, correspondant sur le schéma à la latitude du détroit de Drake. Le second isopycne affleure par contre plus au sud, au niveau de la limite du couvert de glace. Nos analyses ont pour objectif d'identifier cet isopycne particulier afin de vérifier si il

correspond également au changement de signe des flux de flottabilité en surface selon notre hypothèse. L'intervalle de densité séparant ces deux premiers isopycnes (autrement dit, les autres isopycnes compris entre eux deux) est partagé entre l'hémisphère sud et l'hémisphère nord. Les masses d'eau se déplaçant en général le long des isopycnes, il existe un transport d'eau entre les deux hémisphères.

Considérons maintenant l'isopycne affleurant au niveau des hautes latitudes de l'Océan Austral, mais sous la couche de glace (numéroté 3). Selon l'épaisseur du couvert de glace, cette isopycne est plus ou moins isolée de l'atmosphère et du transport d'Ekman entraîné par les vents d'ouest en surface. Les masses d'eau circulant le long celle-ci (au niveau du canal circumpolaire uniquement) sont potentiellement soumises à des flux de flottabilité négatifs au niveau des polynies et avec le rejet halin suite à la formation de glace de mer. Comme cette isopycne n'affleure en surface qu'en une unique région, ces flux négatifs doivent être compensés par le mélange diapycnal au fond du bassin océanique.

2.6.3 Flux de chaleur méridional équatorial

Ce flux représente la quantité de chaleur échangée entre les deux hémisphères. Cet échange inter-hémisphérique de chaleur étant une caractéristique primaire dans la définition de la MOC, ce flux a été choisi comme métrique pour étudier la variabilité temporelle de cette circulation. Il est défini par l'intégrale suivante :

$$FQ_{eq} = \int_0^{Lx} \int_{-H}^0 C_p \rho V_{res} \theta|_{y=0} dz dx , \quad (27)$$

où C_p est la chaleur spécifique de l'eau, ρ est la densité potentielle, $V_{res} = V_{EU} + V_{GM}$ la vitesse résiduelle (somme de la vitesse eulérienne et de celle induite par les tourbillons), et θ la température potentielle. Les spectres de puissance correspondant aux séries temporelles de ce flux permettront d'identifier d'éventuelles périodicités.

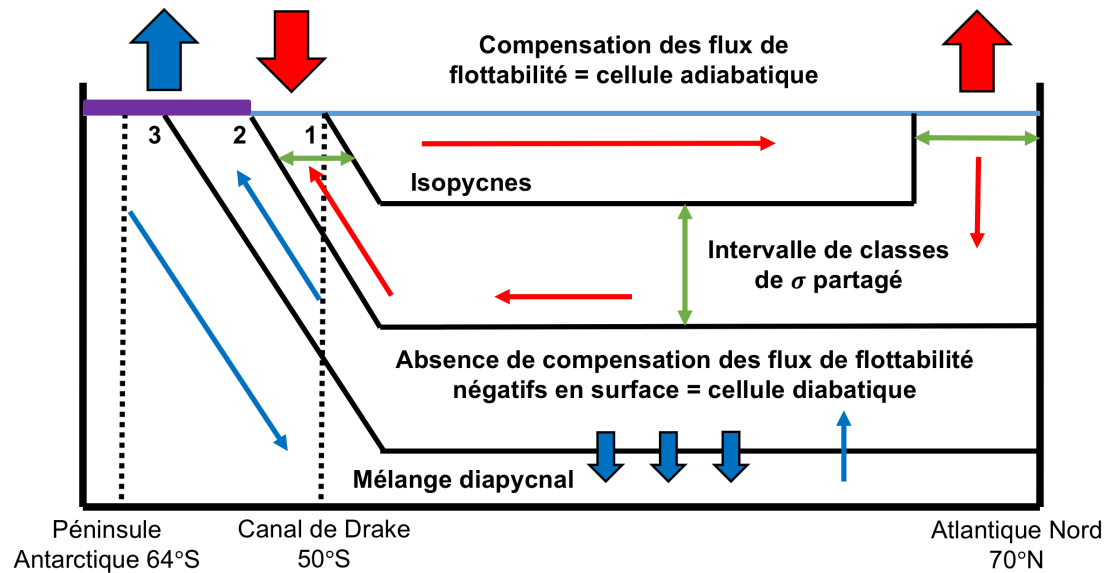


Figure 11: Coupe sud-nord du domaine numérique. les courbes noires correspondent à des isopycnes particuliers numérotés de 1 à 3. Les flèches épaisses représentent les flux de flottabilité. Ces flux sont négatifs si les flèches sont dirigées vers le haut, et positifs si orientées vers le bas. Les flux disposant de flèches de même couleur se compensent. Le couvert de glace austral est schématisé en violet. Le transport des cellules est indiqué par les flèches fines bleues (cellule diabatique) et rouge (cellule adiabatique). Les double-flèches vertes correspondent à l'intervalle de densité partagé

3 Résultats

3.1 Phénoménologie

Afin de se familiariser avec les résultats des expériences numériques décrites dans la section précédente, on présente, dans ce qui suit, les caractéristiques physiques des solutions obtenues.

3.1.1 Stratification

La circulation méridionale est responsable de la stratification abyssale des bassins océaniques, via la plongée d'eau dense aux hautes latitudes. La fréquence de flottabilité moyennée en x et y (équation 28) en parallèle aux profils de densité potentielle σ (fi-

gure 12), permet d'obtenir un premier aperçu de l'influence du profil de diffusion prescrit (figure 7).

$$N^2(z) = -\frac{g}{\rho_0} \frac{\Delta\sigma_z}{\Delta z}, \quad (28)$$

où ρ_0 est la densité de référence (1025 kg.m^{-3}) et $\Delta\sigma_z$ la différence de densité potentielle entre deux profondeurs Δz (soit la différence entre deux niveaux verticaux adjacents).

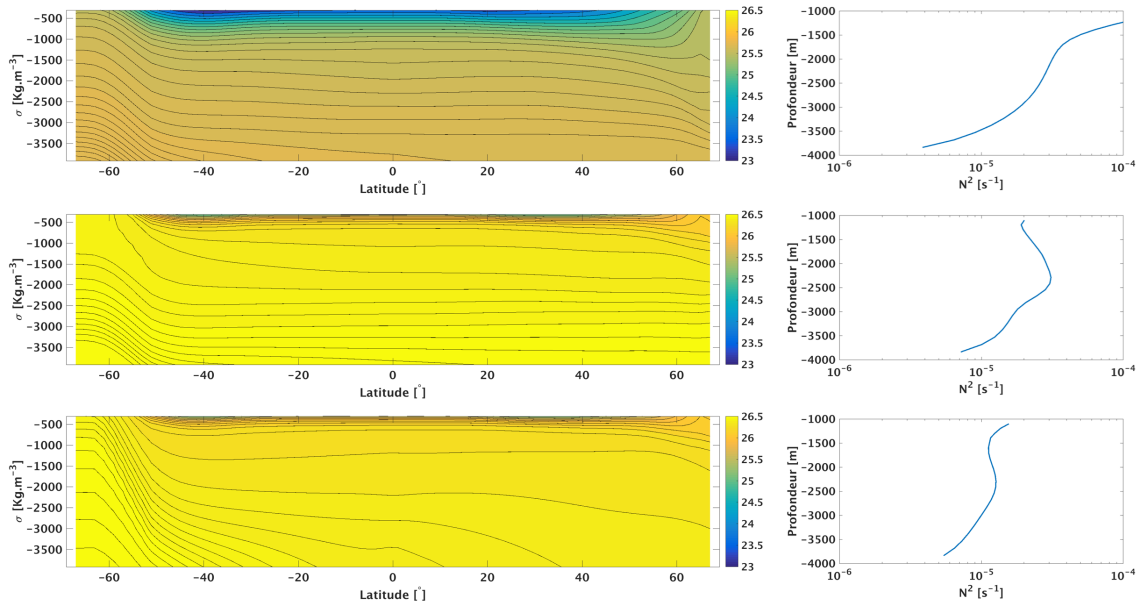


Figure 12: Densité potentielle σ superposant les isopycnes (gauche) avec profil moyenné de la fréquence de flottabilité de Brunt-Väisälä (droite) en deçà de 1000 m. Configurations disposant d'un cycle saisonnier et du modèle de glace. Profils de diffusion diabatique, adiabatique et exponentiel (de haut en bas respectivement)

La stratification abyssale est plus faible avec le profil diabatique (la fréquence de flottabilité correspondante est relativement faible) comparée aux deux autres profils compte tenu du fort mélange diapycnal présent sur l'ensemble de la colonne d'eau. Ce n'est pas le cas en surface, où cette dernière est plus importante. Dans le cas du second profil de densité (adiabatique), une relativement faible stratification autour de 2500 m de profondeur est mise en évidence. De plus, la fréquence de flottabilité au fond du bassin correspondant

à ce profil est la plus faible des trois. Enfin, le troisième profil de diffusion (exponentiel) présente une stratification réaliste, avec une fréquence de flottabilité similaire à ce qui est observé dans l'océan (Emery et al., 1984).

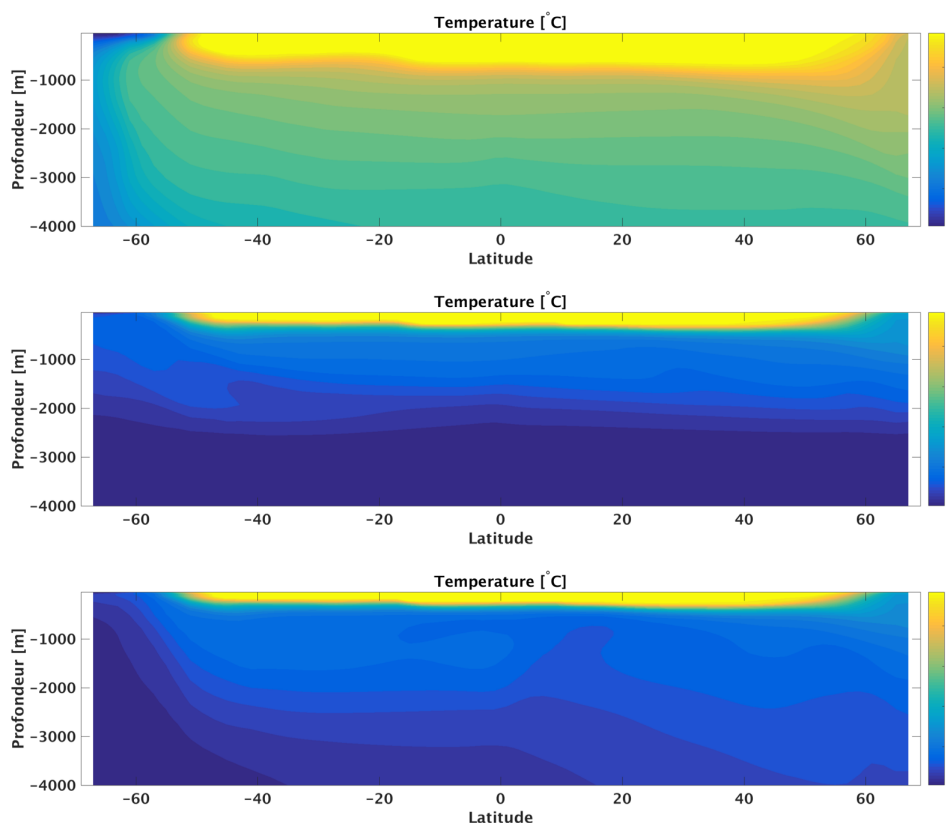


Figure 13: Distributions moyennées à long terme de la température potentielle pour les configurations disposant d'un cycle saisonnier et de la glace. Profils de diffusion respectivement diabatique, adiabatique et exponentiel (de haut en bas respectivement)

Les profils de température présentés en figure 13 révèlent une particularité de nos configurations. En effet, la température en surface de l'océan est bien plus froide aux hautes latitudes australes que boréales : la différence est par construction de l'ordre de 4°C (figure 8). La température au nord du domaine numérique est anormalement plus chaude que les observations réelles en Atlantique Nord. L'absence d'un océan arctique très froid au nord en est responsable. L'eau relativement chaude s'accumule ainsi dans cette région sous l'effet de la gyre subtropicale nord (la circulation en surface est présentée à la fi-

gure 10) sans se mélanger avec une potentielle eau froide provenant de l'Arctique. Ce processus inhibe la formation de glace de mer au nord du domaine.

3.1.2 Circulations méridionales

Les circulations obtenues avec les configurations disposant d'un cycle saisonnier et de la glace sont présentées en figure 14 pour chaque profil de diffusion. Les deux cellules de la MOC existent uniquement avec les profils de diffusion diabatique et exponentiel. La cellule inférieure est en effet absente lorsque le profil est adiabatique. Une forte diffusion verticale pour les profondeurs abyssales est bel et bien nécessaire au sein d'un modèle à faible résolution numérique sans topographie afin de simuler une cellule inférieure.

Les volumes et transports respectifs aux deux cellules diffèrent grandement entre les deux profils. On dispose d'une cellule supérieure dominante pour le profil de diffusion diabatique. Dans ce cas, cette cellule atteint une profondeur supérieure à 2000 m, contre environ 1500 m pour les autres profils. Le transport de cette cellule est également plus important avec ce premier profil de diffusion que pour les deux autres profils : le maximum s'élève à 15 Sv, contre environ 6 Sv pour les deux autres profils. La cellule inférieure dans le cas de ce premier profil est réduite, malgré le caractère diabatique de celui-ci. Le transport ne s'effectue pas le long des isopycnes (en blanc sur la figure), et ce pour l'ensemble du domaine, spécificité de ce caractère diabatique. Dans le cas du profil adiabatique, le développement d'une cellule inférieure, dépendant de l'existence d'un mélange diapycnal, est inhibé. Le transport s'effectue bien le long des isopycnes, spécificité d'un trajet adiabatique des masses d'eau.

Le profil exponentiel, le plus réaliste, permet l'établissement des deux cellules. La cellule supérieure est similaire à celle du second profil, tandis que la cellule inférieure est bien établie en profondeur. Cette circulation méridionale est représentative d'une moyenne globale d'après les observations ([Lumpkin and Speer, 2007](#)).

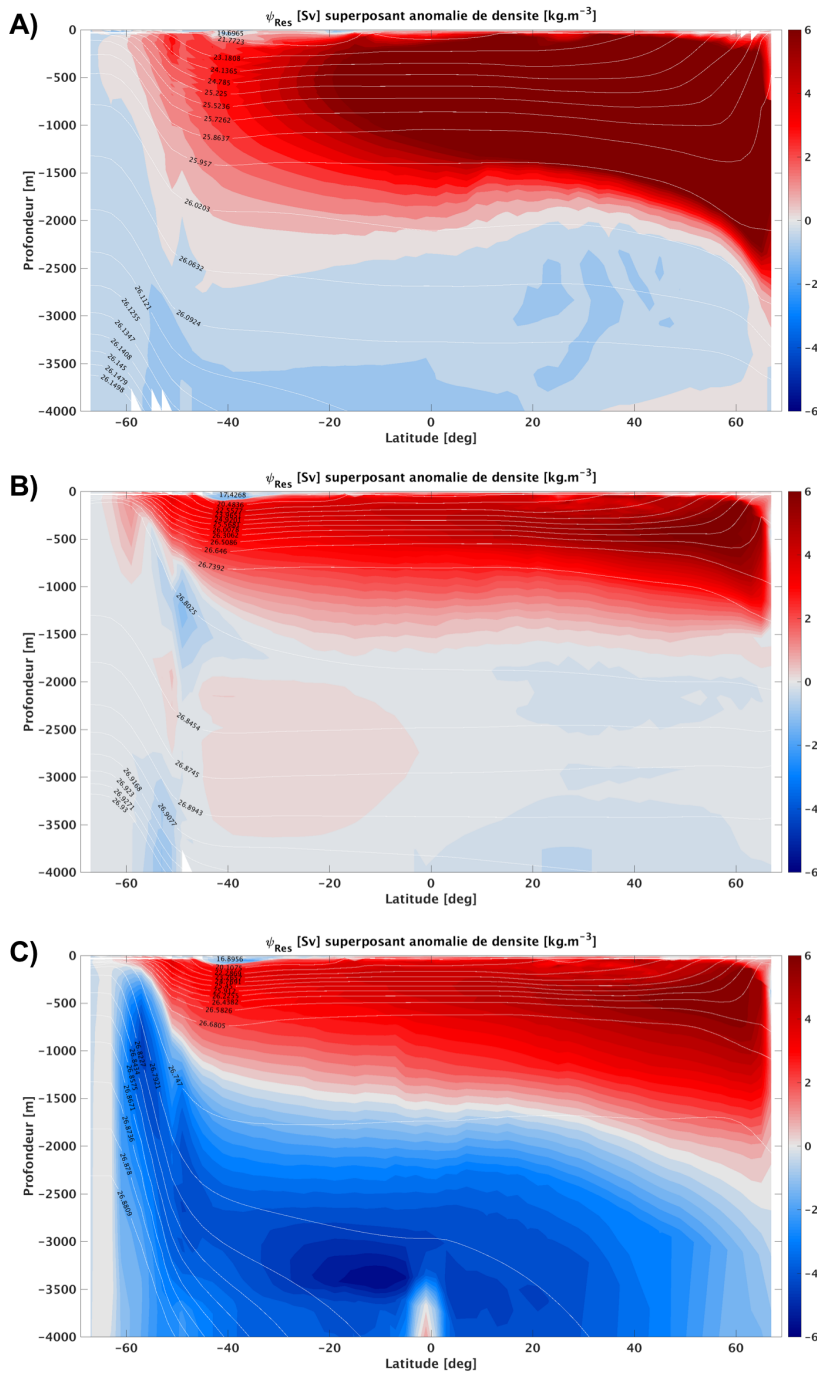


Figure 14: Circulations méridionales moyennées à long terme superposant les isopycnas (blanc). Configurations avec cycle saisonnier et glace. Profils de diffusion A) diabatique, B) adiabatique et C) exponentiel

3.2 Analyses

3.2.1 Flux de flottabilité saisonniers en surface

La distinction entre cellules supérieure et inférieure en surface de l'Océan Austral serait couplée au signe des flux de flottabilité affectant cette région. Une masse d'eau soumise à des flux négatifs (augmentant sa densité) migrerait vers le sud et alimenterait la cellule inférieure. Tandis qu'une masse d'eau soumise à des flux de flottabilité positifs (diminuant sa densité) migrerait au contraire vers le nord et s'intégrerait dans la cellule supérieure (figure 5).

Afin de situer ce changement de signe, on intègre les flux de flottabilité en fonction des classes de densité en surface (équation 25) pendant les saisons d'hiver et d'été australs (figure 16). Ces saisons d'hiver et d'été australs correspondent respectivement aux maximum et minimum du couvert de glace en périphérie de l'Antarctique. Notre objectif est de déterminer si le changement de signe des flux de cette région spécifique correspond à la latitude limite saisonnière du couvert de glace. Au long de cette analyse, le profil de diffusion exponentiel sera préféré aux deux autres, en raison des caractéristiques plus réalistes de circulation obtenues avec ce profil.

En premier lieu, intéressons-nous aux moyennes annuelles des flux pour les trois types de configuration. Le panneau supérieur gauche de la figure 15 représente les flux moyennés pour la configuration basique avec des forçages constants et sans glace. Les champs de forçages étant constants dans le temps, il n'existe aucune saisonnalité. Le changement de signe dans les flux de flottabilité qui illustrerait la transition en surface entre les deux cellules s'effectue juste au nord de la latitude limite de la péninsule antarctique, soit 64°S . On remarque que de nombreuses classes de densité n'interceptent pas la surface au niveau de l'Océan Austral. C'est également le cas pour d'autres classes intermédiaires, ce qui explique la discontinuité des courbes sur les figures (valable pour chaque configuration). Les densités maximales atteintes dans cette région sont proches de celles atteintes en Atlantique Nord.

L'implantation du cycle saisonnier permet la création d'une eau significativement plus dense aux hautes latitudes australes que boréales. En effet, la densité maximale atteinte en Atlantique Nord est inférieure à celle de la première configuration. L'ampleur des flux de flottabilité négatifs au niveau de l'Océan Austral est également plus important. Ces flux fortement négatifs sont le résultat de la présence de plusieurs mois disposant d'une température atmosphérique très froide.

L'ajout de la glace diminue la densité maximale atteinte en périphérie de l'Antarctique ainsi que l'amplitude des flux de flottabilité négatifs de cette région. Le rôle isolant du couvert de glace est ainsi mis en évidence. L'influence du rejet halin lors de la formation de la banquise, provoquant une augmentation de la salinité et donc de la densité, ne permet apparemment pas de contrebalancer l'effet isolant présent une fois que la banquise s'épaissit dans notre configuration. Le cycle saisonnier des champs de forçage reste pourtant identique entre les deux configurations concernées.

Considérons à présent les flux de flottabilité durant les saisons d'hiver et d'été australs des configurations disposant du cycle saisonnier.

Le changement de signe dans les flux de flottabilité de l'Océan Austral (lorsque la courbe rouge devient positive, sur le panneau inférieur gauche de la figure 16) ne coïncide pas avec la densité illustrant la latitude limite hivernale de la banquise (droite en pointillés bleus). Ces deux densités demeurent malgré tout proches. Le même constat s'applique avec une configuration identique avec le profil adiabatique notamment (non montré). La latitude limite du couvert de glace n'est donc pas identique à la latitude de transition en surface entre les deux cellules de la circulation méridionale dans l'Océan Austral, bien que proche. Cette dernière se situerait légèrement plus au nord.

Il est important de souligner l'ordre de grandeur inférieur des flux de flottabilité négatifs hivernaux au niveau de l'Océan Austral lorsque le modèle de glace est couplé, de l'ordre de $10^4 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-3}$ (panneau inférieur gauche de la figure 16) contre $10^5 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-3}$ pour les configurations sans modèle de glace (panneaux supérieurs de la figure 16). La transition entre flux positifs et négatifs est par conséquent moins marquée. Cet aspect de l'analyse est

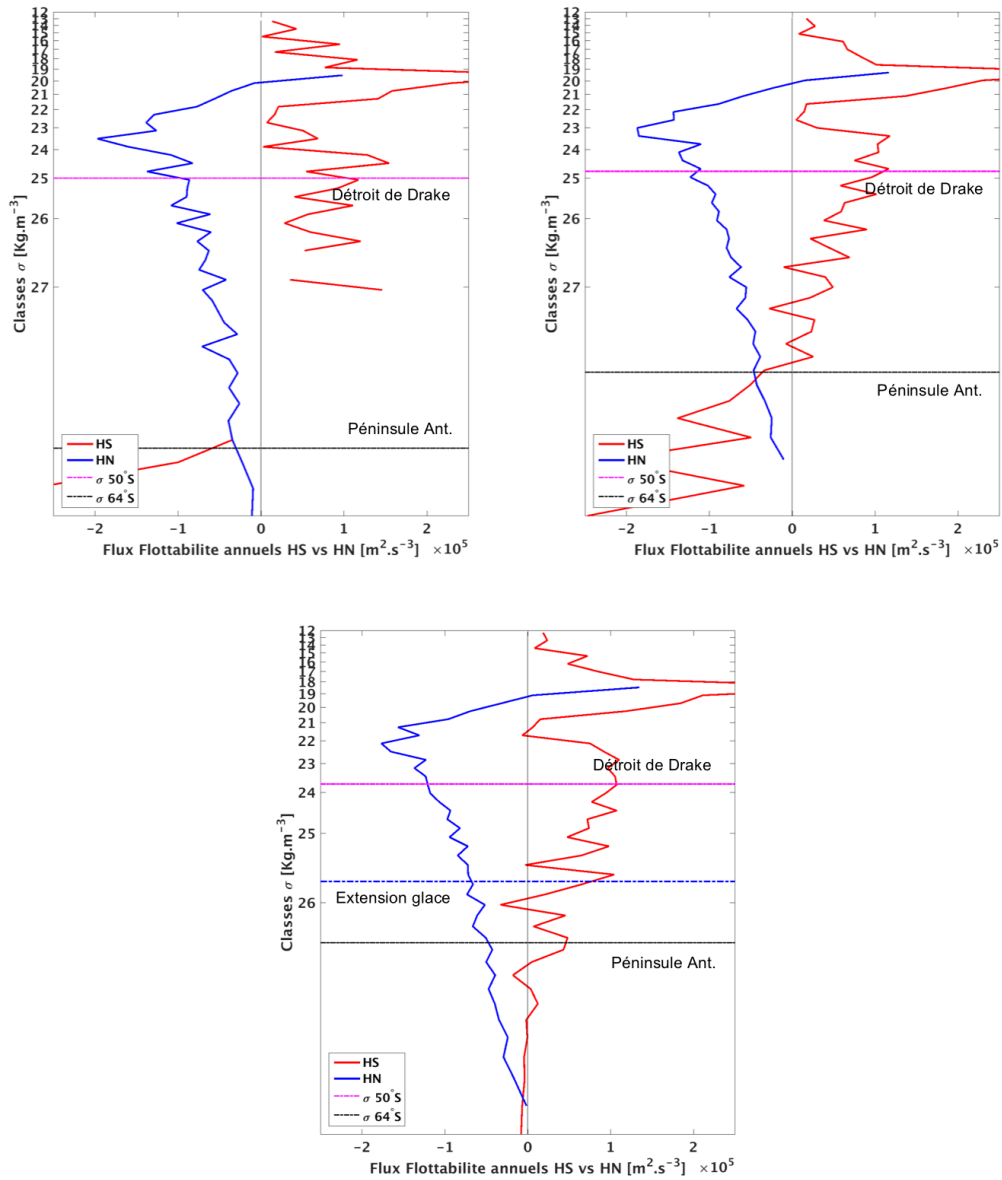


Figure 15: Moyennes annuelles des flux de flottabilité en surface par classe de densité et par hémisphère, avec le profil de diffusion exponentiel. Panneau supérieur gauche : configuration avec forçages constants. Panneau supérieur droit : configuration avec cycle saisonnier et sans glace. Panneau inférieur : configuration avec cycle saisonnier et glace

discuté au sein de la dernière section.

Cependant, cette transition en surface semble disposer d'une forte saisonnalité, à l'image de celle du couvert de glace. Effectivement, pour une latitude donnée dans l'Océan Aus-

tral, la classe de densité correspondante varie au cours de l'année. Il s'agit évidemment de l'influence du cycle saisonnier prescrit.

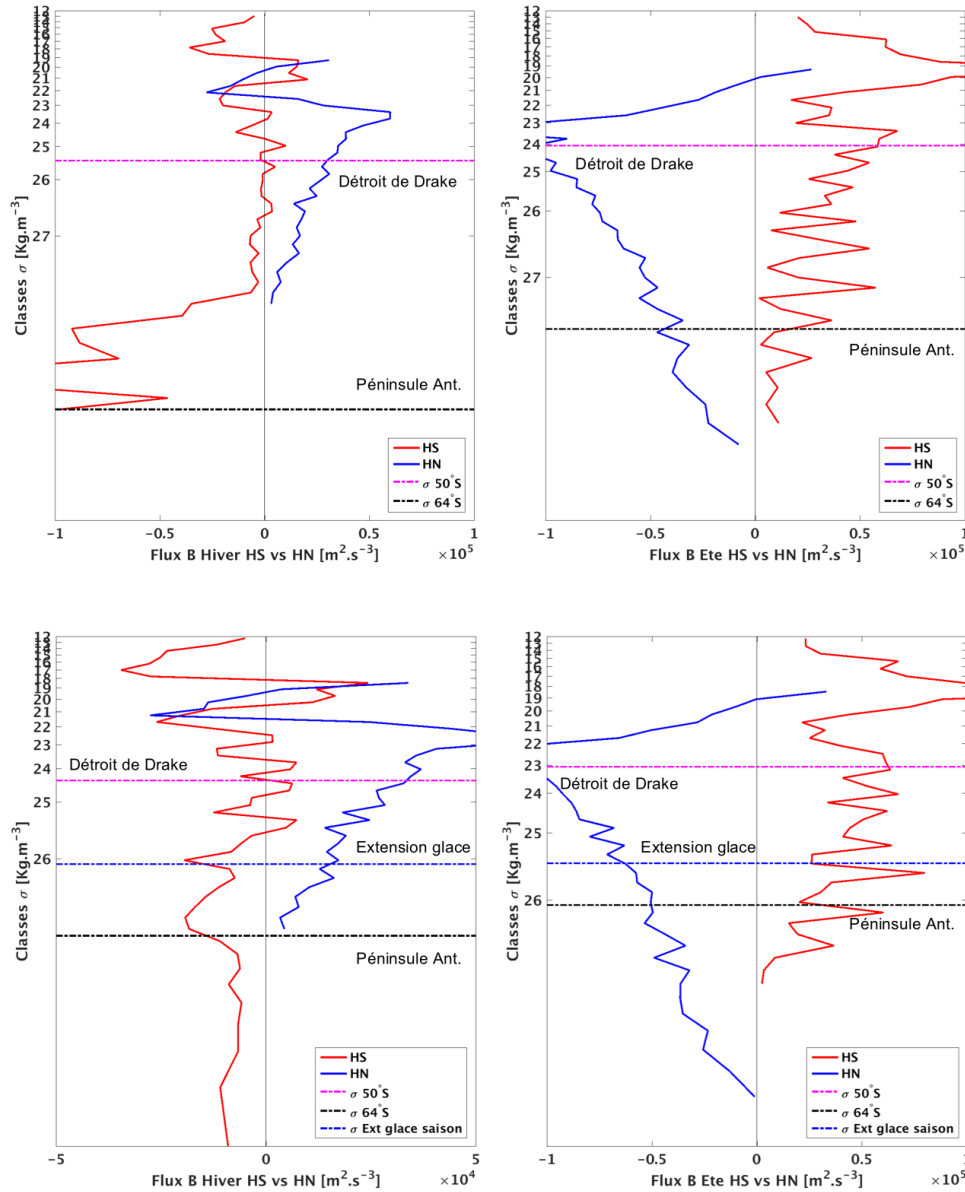


Figure 16: Flux de flottabilité en surface par classe de densité et par hémisphère, avec le profil de diffusion exponentiel. Les saisons d'hiver (gauche) et d'été (droite) australes sont présentées. Panneaux supérieurs : configuration avec cycle saisonnier et sans glace. Panneaux inférieurs : configurations avec cycle saisonnier et glace

3.2.2 Indices de la saisonnalité

Afin de faire une analyse plus quantitative de l'influence du cycle saisonnier sur la variabilité temporelle de la MOC, on définit trois indices représentant les caractéristiques essentielles de la circulation, présentés en figure 17 :

1. H_{div} représente la profondeur de transition entre les cellules adiabatique et diabatique au niveau du bassin océanique du domaine numérique. Pour déterminer cette profondeur, le transport correspondant à chaque classe de densité (voir équation 24) est intégré entre 20°S et 40°N. Les hautes latitudes de l'Atlantique Nord sont exclues car disposant d'une forte variabilité provenant d'une double dépendance entre les caractéristiques de la cellule inférieure et les conditions en surface au niveau de cette région. La profondeur du changement de signe dans le transport des cellules correspond à l'indice H_{div} . En effet, le transport de la cellule supérieure est positif tandis que celui de la cellule inférieure est négatif.
2. L'indice σ_{div} correspond alors à la classe de densité de transition entre les cellules, couplée au changement de signe du transport.
3. L_{div} correspond à la latitude de l'affleurement en surface de la transition entre les deux cellules. Elle est définie à 250 m de profondeur pour éviter les distortions dues à la couche de mélange en surface. Connaissant la densité définissant la transition en profondeur entre les deux cellules (supposée constante sur l'ensemble du domaine, visible sur le premier panneau de la figure 17), il ne reste qu'à déterminer la latitude où la densité calculée est la plus proche de cette classe spécifique, à la profondeur de 250 m.

Les variations saisonnières des indices H_{div} et σ_{div} présentées en figure 18 sont obtenues en utilisant le profil de diffusion exponentiel. Les amplitudes des oscillations des deux indices sont plus importantes dans le cas d'une configuration avec modèle de glace couplé. Celles-ci sont de l'ordre de 300 m au maximum pour la profondeur de transition et 0.0125 kg.m⁻³ maximum pour la densité correspondante (configuration avec un cycle saisonnier

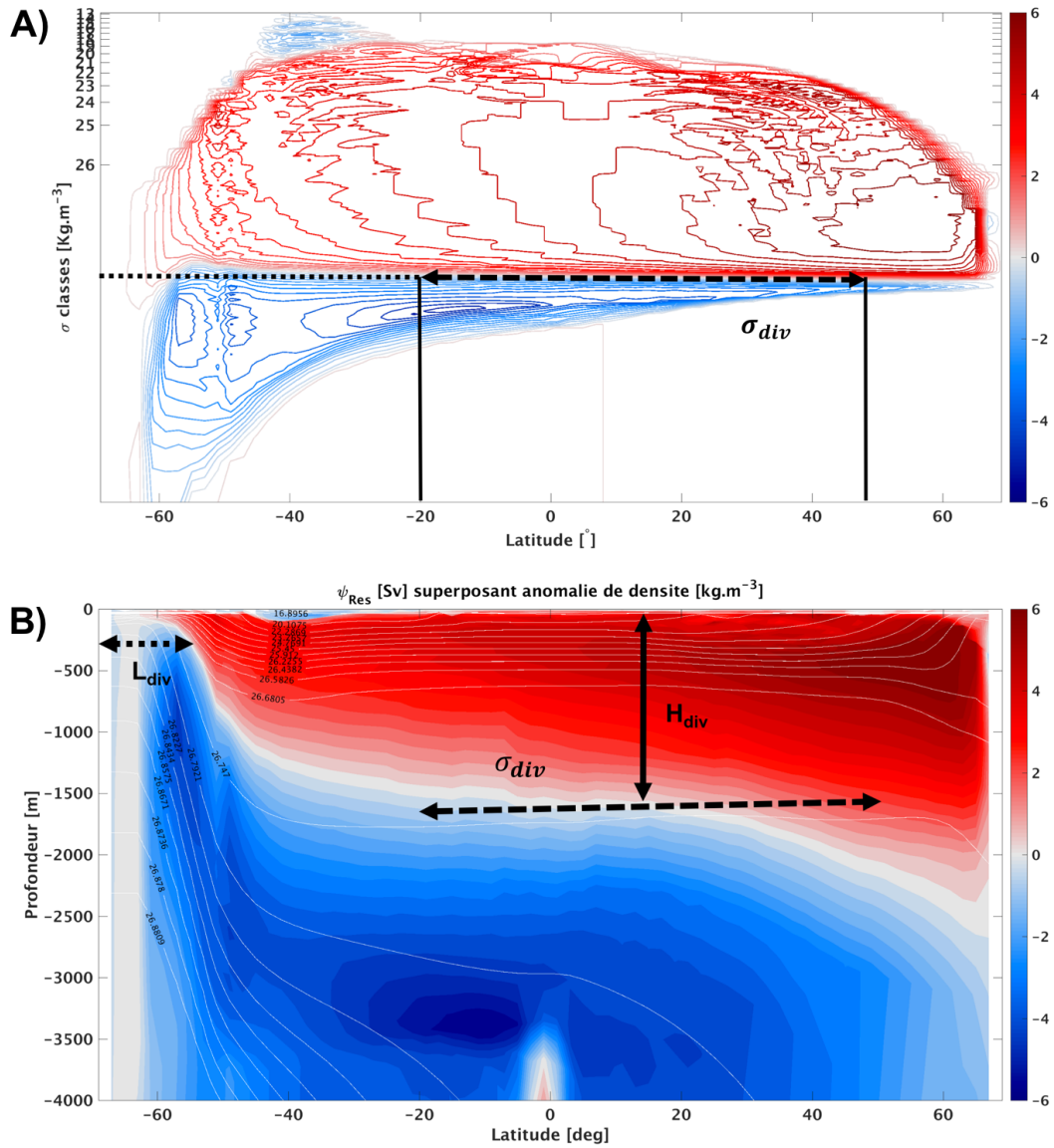


Figure 17: Présentation des indices choisis pour étudier la saisonnalité des circulations, présentés A) dans l'espace en classes de densité, B) dans l'espace en profondeurs. σ_{div} : densité de transition entre les deux cellules, H_{div} : profondeur de cette classe de densité, L_{div} : latitude de transition entre les deux cellules à 250 m de profondeur au niveau de l'Océan Austral

seulement), contre respectivement 400 m et 0.014 kg.m^{-3} pour la configuration couplé au modèle de glace.

La transition entre les maxima et minima des indices diffère également entre les deux configurations. Cette transition est de forme quasi-sinusoïdale (soit progressive) lorsque seul le cycle saisonnier est prescrit, contre crénelée (soit soudaine et rapide) lorsque la glace est ajoutée.

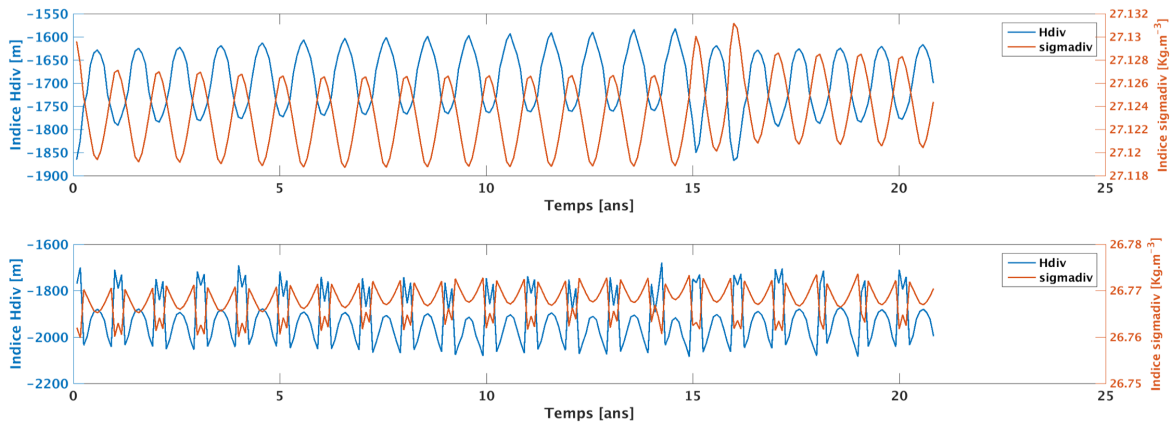


Figure 18: Variabilité saisonnière des indices H_{div} (profondeur de transition entre les deux cellules au niveau du bassin océanique) et σ_{div} (densité de transition correspondante) pour les configurations disposant d'un cycle saisonnier seul (haut), et du cycle couplé à un modèle de glace (bas). Profil de diffusion exponentiel

Concernant la latitude de transition entre les deux cellules au niveau de l'Océan Austral à 250 m de profondeur (figure 19), la résolution horizontale de 2° du domaine numérique représente ici un facteur limitant. En effet, aucune oscillation saisonnière de cette latitude de transition n'est observée pour les deux types de configurations. Seules quelques variations sporadiques apparaissent avec la configuration dotée d'un cycle saisonnier seul.

Il existe par conséquent deux possibilités :

1. La résolution horizontale du domaine de 2° est insuffisante pour observer une éventuelle oscillation de l'indice L_{div} .
2. L'hypothèse de départ est inexacte et la zone de transition en surface des deux cellules n'est pas (entièrement) déterminée par la limite du couvert de glace.

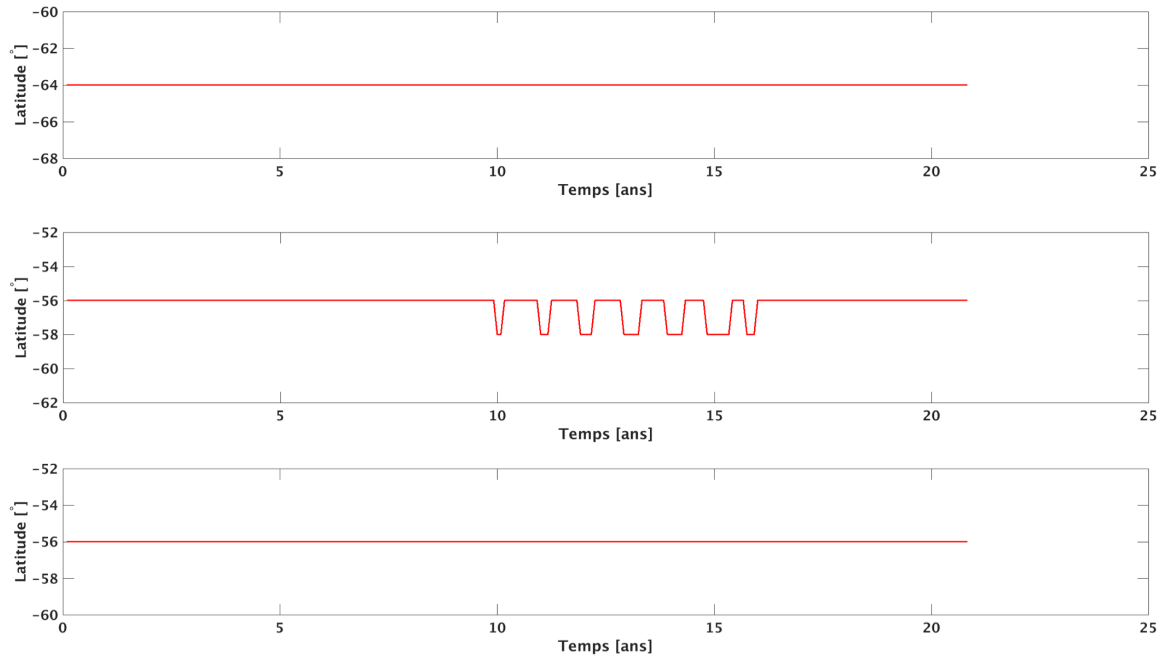


Figure 19: Variabilité saisonnière de l'indice L_{div} (latitude de transition entre les deux cellules à 250 m de profondeur au niveau de l'Océan Austral) pour les configurations disposant de forçages constants, d'un cycle saisonnier seul, et du cycle couplé à un modèle de glace de haut en bas respectivement. Profil de diffusion exponentiel

Le fait que les indices H_{div} et σ_{div} possèdent une variabilité continue sans que l'indice L_{div} n'en présente peut suggérer la seconde conclusion. Une hypothèse est que la variabilité des indices H_{div} et σ_{div} varient sous la variation des flux de flottabilité eux-mêmes sous la glace, et non parce que l'indice L_{div} varie.

Afin de confirmer ou infirmer cette hypothèse, les flux de flottabilité intégrés sur la région de l'Océan Austral au sud de l'indice σ_{div} ont été calculés puis superposés avec les variations de l'indice H_{div} (figure 20). Une corrélation entre les cycles de ces flux de flottabilité et de l'indice H_{div} semble suggérer la seconde explication possible proposée pour expliquer la variation de H_{div} et σ_{div} . La variabilité des indices H_{div} et σ_{div} dépendrait en majeure partie de celle des flux de flottabilité du système. Cependant, un modèle à plus haute résolution serait nécessaire pour exclure complètement l'argument géométrique proposé initialement.

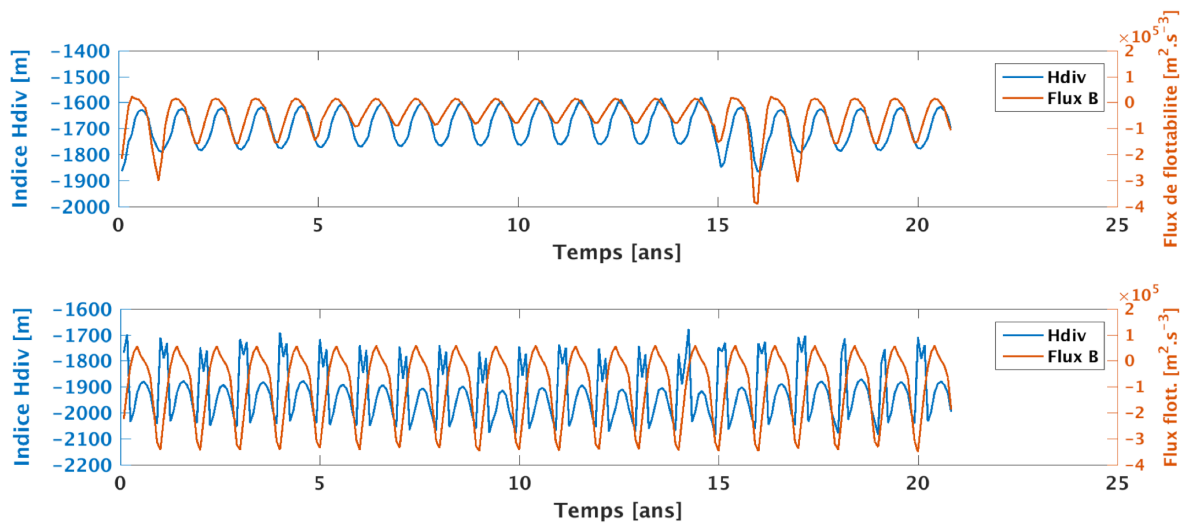


Figure 20: Variabilité saisonnière des flux de flottabilité affectant la région de l’Océan Austral au sud de l’indice σ_{div} (densité de transition entre les deux cellules), superposés avec l’indice H_{div} (profondeur de transition entre les deux cellules au niveau du bassin). Configurations disposant d’un cycle saisonnier seul (panneau supérieur), et du cycle couplé à un modèle de glace (panneau inférieur). Profil de diffusion exponentiel

3.2.3 Variabilité temporelle du flux de chaleur méridional équatorial

Utilisé comme métrique de l'intensité de la cellule supérieure de la MOC, ce flux de chaleur permet d'étudier la variabilité interne de la circulation. La figure 21 présente des séries temporelles du flux de chaleur équatorial pour les trois types de configurations étudiés dans la section précédente. Les séries temporelles analysées couvrent une période de 1000 ans, avec une fréquence d'échantillonnage de 2 ans, durant l'hiver austral.

La période temporelle de 1000 ans a été sélectionnée afin de limiter l'apparition d'une instabilité se développant avec une période d'environ 2000 ans dans la majorité des expériences (avec ou sans cycle saisonnier ou modèle de glace couplé). Cette instabilité se manifestait par une forte divergence sur les séries temporelles du flux de chaleur méridional et entraînait un biais important au niveau des spectres de puissance. La cause de cette instabilité, physique ou non, est inconnue, bien que les analyses étant réalisées lorsque les simulations sont à l'équilibre, les différentes configurations et leurs paramètres respectifs ne semblent pas en être l'origine. Cette instabilité et son origine n'ayant pas été étudiées davantage au cours de ce projet, impliquent une impossibilité d'observer et d'étudier correctement d'éventuelles oscillations multi-centennales ou plus longues.

Les séries temporelles présentées traduisent une importante variabilité du flux de chaleur méridien, et donc de la MOC. Ce flux de chaleur correspond principalement à la cellule adiabatique de la circulation, car simplement composée de masses d'eau plus chaudes que celles de la seconde cellule. Le transport de chaque cellule au niveau de l'équateur dans le cas des deux configurations disposant d'un cycle saisonnier avec le profil de diffusion exponentiel est présenté dans l'annexe 1. La moyenne du flux de chaleur méridional au cours de la série s'élève à 370 TW environ pour les configurations avec cycle saisonnier, et présente des oscillations de l'ordre de 25 TW autour de celle-ci, contre respectivement une moyenne de 360 TW avec une oscillation d'environ 12 TW pour la première configuration avec forçages constants.

Le cycle saisonnier permet un échange inter-hémisphérique de chaleur plus important et caractérisé par une variabilité temporelle de plus haute fréquence. La différence en terme

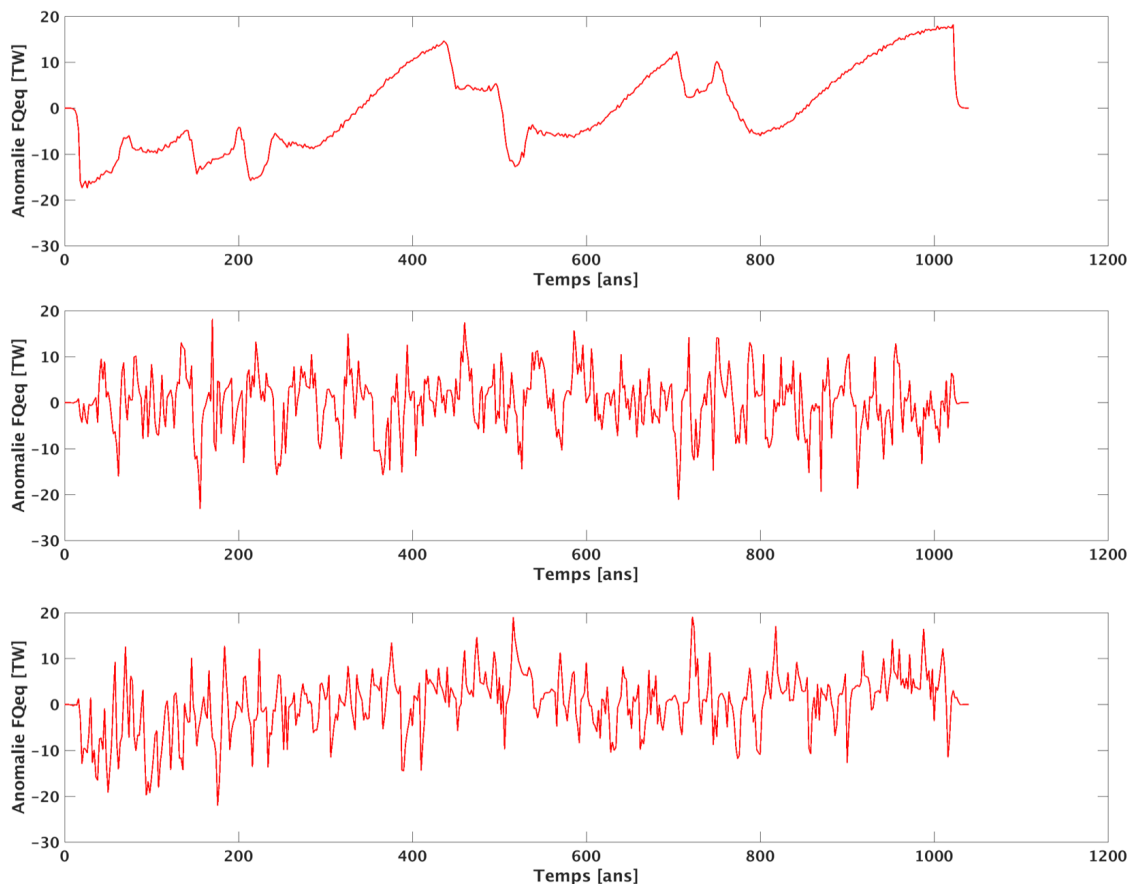


Figure 21: Oscillations de l'anomalie du flux de chaleur méridien au niveau de l'équateur, pour les configurations disposant de forçages constants, d'un cycle saisonnier seul, et du cycle couplé à un modèle de glace de haut en bas respectivement. profil de diffusion exponentiel

de transport de chaleur entre la configuration disposant d'un cycle saisonnier seul et celle avec un cycle et de la glace est minime (relativement au transport total), de l'ordre de 2 TW.

L'analyse des spectres de puissance (figure 22) permet de quantifier les caractéristiques de la variabilité interne de la circulation.

En premier lieu, considérons l'influence du cycle saisonnier seul (panneau intermédiaire) par rapport à la configuration basique dénuée de celui-ci (panneau supérieur). Le cycle saisonnier amplifie la variabilité des périodes temporelles inférieures à 100 ans (sur le

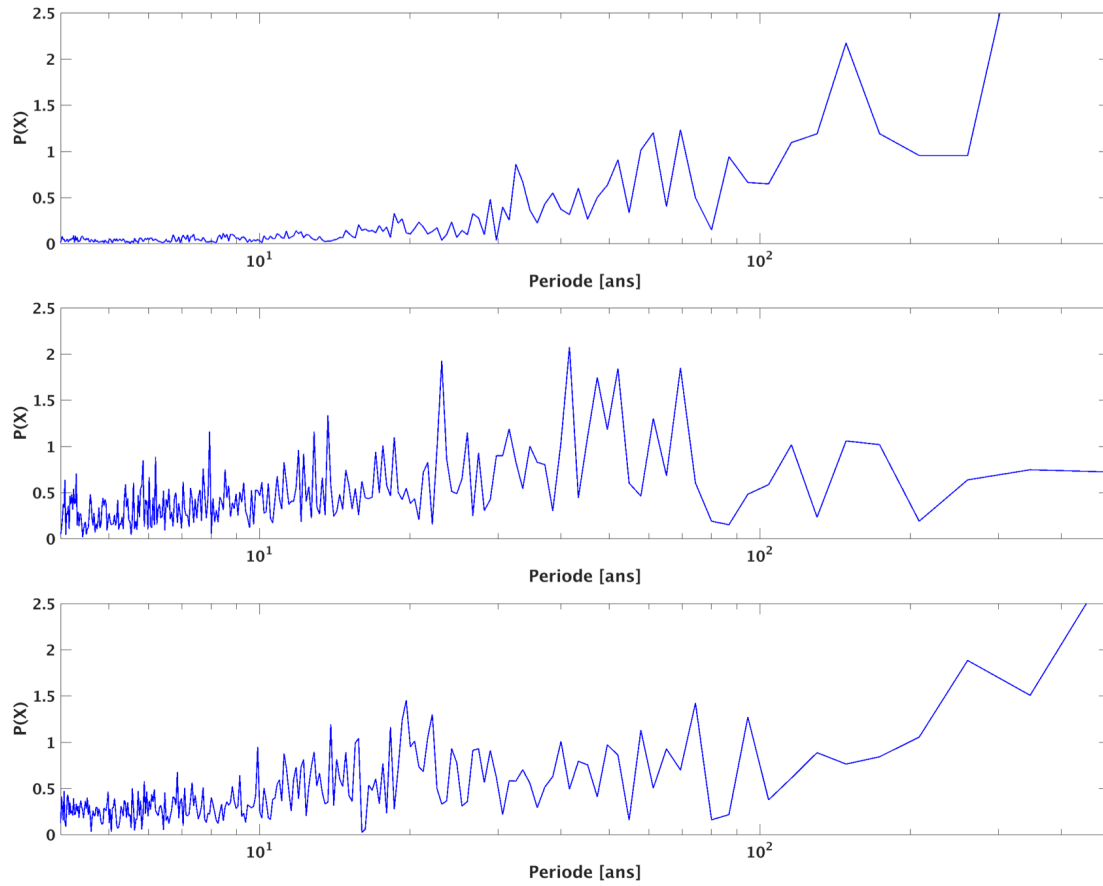


Figure 22: Spectres de puissance correspondant aux séries temporelles de la figure 21

panneau intermédiaire, puissances faibles des hautes fréquences) et inhibe la variabilité des périodes temporelles plus longues, supérieures à 100 ans (puissances importantes des basses fréquences). Le bruit étant induit à de hautes fréquences, une hypothèse est que l'ajout d'une saisonnalité de 6 mois, couplée aux fréquences résonnantes de la cellule supérieure (notre flux de chaleur étant déterminé dans les couches de surface) est à l'origine de cette amplification des hautes fréquences. Concernant les basses fréquences, cette inhibition est également bien visible directement sur les séries temporelles du flux de chaleur de la figure 21. Une supposition est que la circulation ainsi que les oscillations observées de cette configuration sont similaires à celles du modèle simplifié de [Stommel \(1961\)](#). Les oscillations dépendraient de la différence de diffusion entre le sel et la

température. Deux phases distinctes (panneau supérieur de la figure 21) sont ainsi observées :

1. L'accumulation progressive d'une anomalie par diffusion sur une période de plusieurs dizaines d'années pour notre configuration.
2. L'effondrement soudain de cette anomalie, illustrée par une diminution rapide du transport de chaleur et retour à la première phase.

L'ajout du cycle saisonnier (haute fréquence) semble changer ce type de mécanisme. Ce point est détaillé dans la section suivante.

En second lieu, l'ajout du modèle de glace à la configuration disposant d'un cycle saisonnier réduit l'amplification des hautes fréquences et augmente la puissance des plus basses (panneau inférieur de la figure 22)). Une hypothèse est que l'effet isolant de la glace de mer, découplant l'atmosphère de l'océan pendant une partie importante de l'année au niveau de l'Océan Austral, région clé de la circulation méridionale, est à l'origine de cette diminution des hautes fréquences. L'origine de l'augmentation des basses fréquences est cependant méconnue. Du point de vue des spectres de densité, la configuration avec la glace de mer se situe à mi-chemin entre celle sans cycle saisonnier ni glace et celle avec un cycle saisonnier seul.

3.3 Suivre d'anomalies de densité et de ψ_{res}

Dans toutes les configurations utilisées au cours de cette étude, la température à la surface de l'océan est fortement contrainte par un flux de chaleur atmosphérique. L'intensité de ce flux de chaleur dépend directement de la différence de température entre l'atmosphère et l'océan (constituant un rappel de la température océanique de surface vers celle de l'atmosphère). Ce n'est pas le cas pour la salinité, pour laquelle le flux d'eau douce ne dépend pas de la différence de sel entre l'atmosphère et l'océan. Un rappel n'étant pas une bonne représentation du flux de sel, chaque simulation a été soumise à une suite d'étapes destinée à ne faire dépendre la salinité que d'un seul flux et d'éliminer le rappel initial. Par conséquent, le sel est bien plus libre d'être advecté et accumulé en surface que la

température.

Les oscillations du flux de chaleur présentées précédemment proviennent en grande partie de ces anomalies de salinité en surface qui sont advectées par la circulation. Dans un premier temps, on se concentre sur la configuration avec un cycle saisonnier mais sans couplage au modèle de glace.

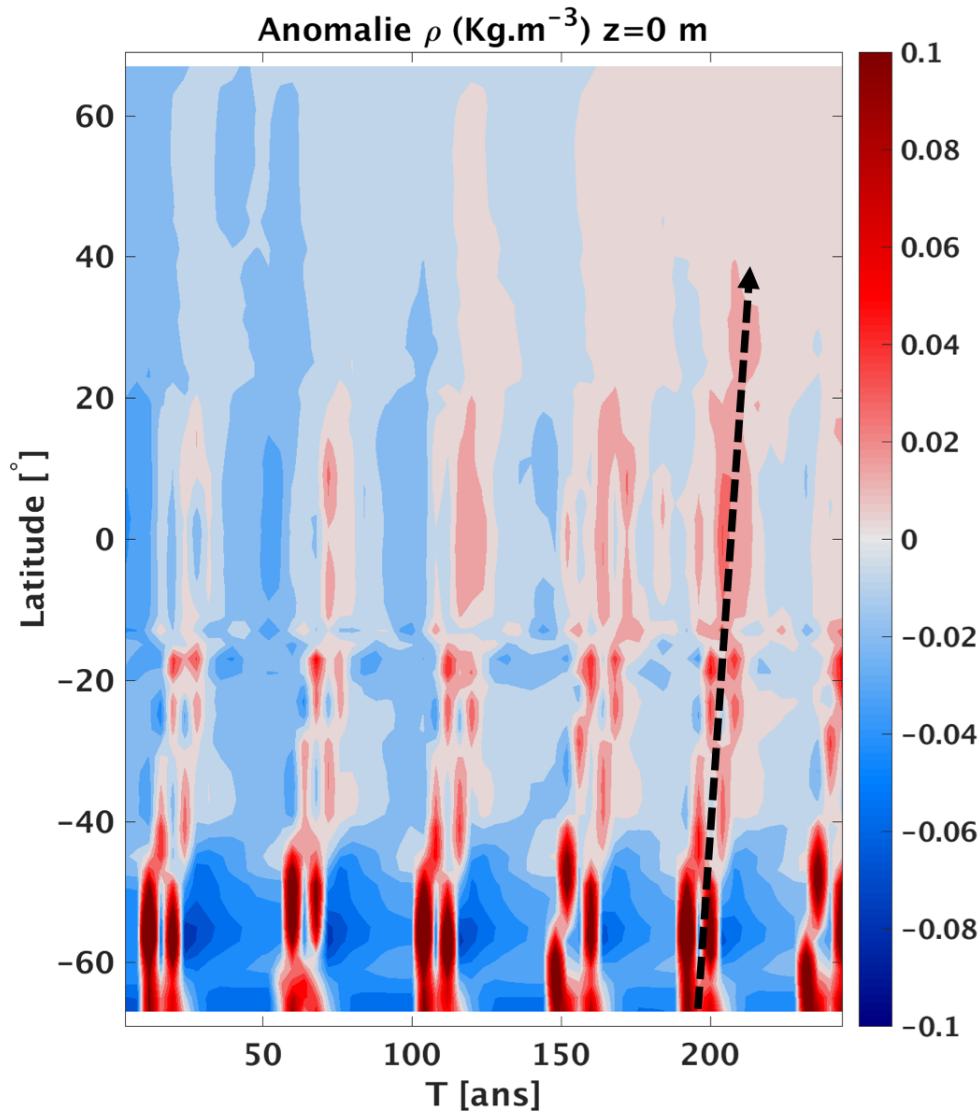


Figure 23: Anomalies de ρ en surface du modèle, intégrées sur la longitude, au cours du temps. Profil de diffusion vertical exponentiel. Configuration avec cycle saisonnier

Dans le cas de la configuration avec cycle saisonnier mais sans modèle de glace, une anomalie de densité positive est observée pendant une vingtaine d'années en surface de l'Océan Austral avant de se dissiper (en rouge sur le panneau de gauche de la figure 23). La période temporelle présentée sur cette figure correspond aux premiers 250 ans de la série temporelle du panneau intermédiaire de la figure 21. Après la dissipation vers le nord d'une anomalie depuis les hautes latitudes australes, le temps d'accumulation de sel résultant à la formation d'une nouvelle anomalie est d'environ 40 ans. Cette double-périodicité dans le développement de ces anomalies de densité semble également correspondre à deux pics de puissance correspondant à des périodicités multi-décennales du flux de chaleur méridional mises en évidence sur les spectres du panneau intermédiaire de la figure 22 (donc de périodes 2×10^2 et 4×10^2 ans sur l'axe des abscisses de la figure). La première anomalie migre jusqu'à 20°N avant de se dissiper. La migration est de l'ordre de 20 ans (illustrée par la flèche noire sur la figure 23). La distance séparant la périphérie de l'Antarctique à cette latitude est de 12 000 km. La vitesse de propagation de l'anomalie vers le nord est donc de 600 km.an^{-1} , soit 0.019 m.s^{-1} . Cette estimation de la vitesse de propagation est du même ordre de grandeur que la vitesse résiduelle au sein de la cellule supérieure de la circulation méridionale (en moyenne $0,03 \text{ m.s}^{-1}$).

Le panneau supérieur de la figure 24) montre la structure verticale de deux types d'anomalies sur une coupe méridionale à 30° de longitude du domaine, intégrée sur la latitude, en fonction du temps. Se formant en surface de l'Océan Austral, les anomalies de densité de premier type (dont la période est d'environ 48 ans) influencent la formation et la convection profonde d'eau dense de cette région. Le temps de propagation jusqu'aux abysses d'une anomalie de premier type est inférieur à 10 ans. La profondeur du domaine numérique étant de 4000 m, la vitesse verticale de cette propagation est de l'ordre de $1 \times 10^{-5} \text{ m.s}^{-1}$, similaire à la diffusion verticale prescrite.

Globalement, l'effet de la glace est d'atténuer ces anomalies de premier type. En effet, l'annexe 4 met en évidence une atténuation de ces anomalies de densité de surface dans le cas de la configuration disposant d'un cycle saisonnier et de la glace. Cependant, le

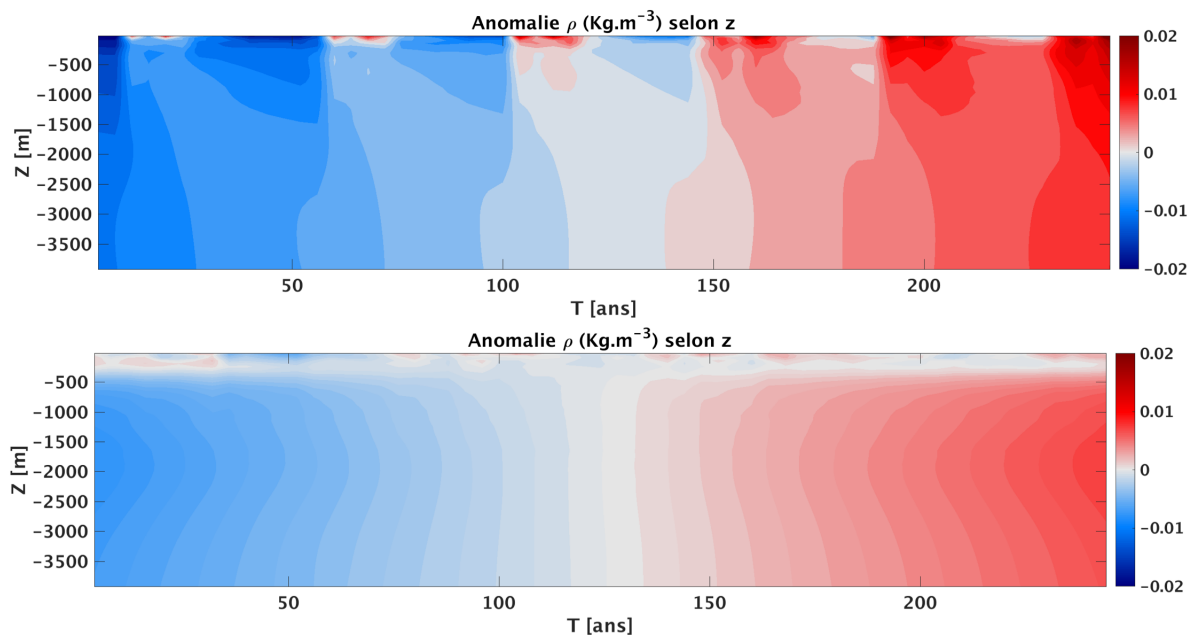


Figure 24: Anomalies de ρ dans la colonne d'eau, intégrées sur la latitude à 30° de longitude au cours du temps. Profil de diffusion verticale exponentiel. Haut : configuration avec cycle saisonnier. Bas : configuration avec cycle saisonnier et glace

panneau inférieur de la figure 24) met en évidence un second type d'anomalie, découplée de la surface (de période supérieure à 400 ans). Ce type d'anomalie est robuste à l'ajout de glace.

D'autre part, les anomalies de densité de premier type, se formant en surface de l'Océan Austral et migrant vers le nord, influencent le transport des cellules de la MOC, qui présente à son tour des variations. La région de l'Océan Austral constitue l'origine d'une oscillation en terme de transport de la circulation méridionale, soit une augmentation du transport (anomalie positive en rouge sur la figure 25) suivie d'une diminution (anomalie négative en bleu). Suite à la formation d'une telle anomalie (positive ou négative), la propagation de celle-ci vers le nord du domaine numérique s'effectue en environ 24 ans et affecte la majeure partie du bassin océanique ainsi que la région de remontée d'eau du canal circumpolaire, et ce sur 3000 m de profondeur. Seule les couches de surfaces du bassin océanique et les abysses ne sont pas affectées. La dissipation d'une anomalie

est apparemment soudaine (environ 4 ans), tandis qu'une anomalie de transport du signe opposé se développe en suivant le même schéma. La figure 25 suggère une périodicité du développement de ces anomalies de l'ordre de la vingtaine d'années.

Pour rappel, la profondeur de la densité de séparation (indice σ_{div}) entre les deux cellules de la circulation au niveau du bassin océanique, appelé H_{div} , est compris entre 1500 et 2000 m (panneau inférieur de la figure 17). Par conséquent, les anomalies de transport affectent simultanément les deux cellules de la circulation car présentes jusqu'à 3000 m de profondeur. Les mécanismes de formation des anomalies de transport outrepassent la transition en surface des cellules de la MOC, en affectant l'ensemble de l'Océan Austral, et en conséquence les deux cellules.

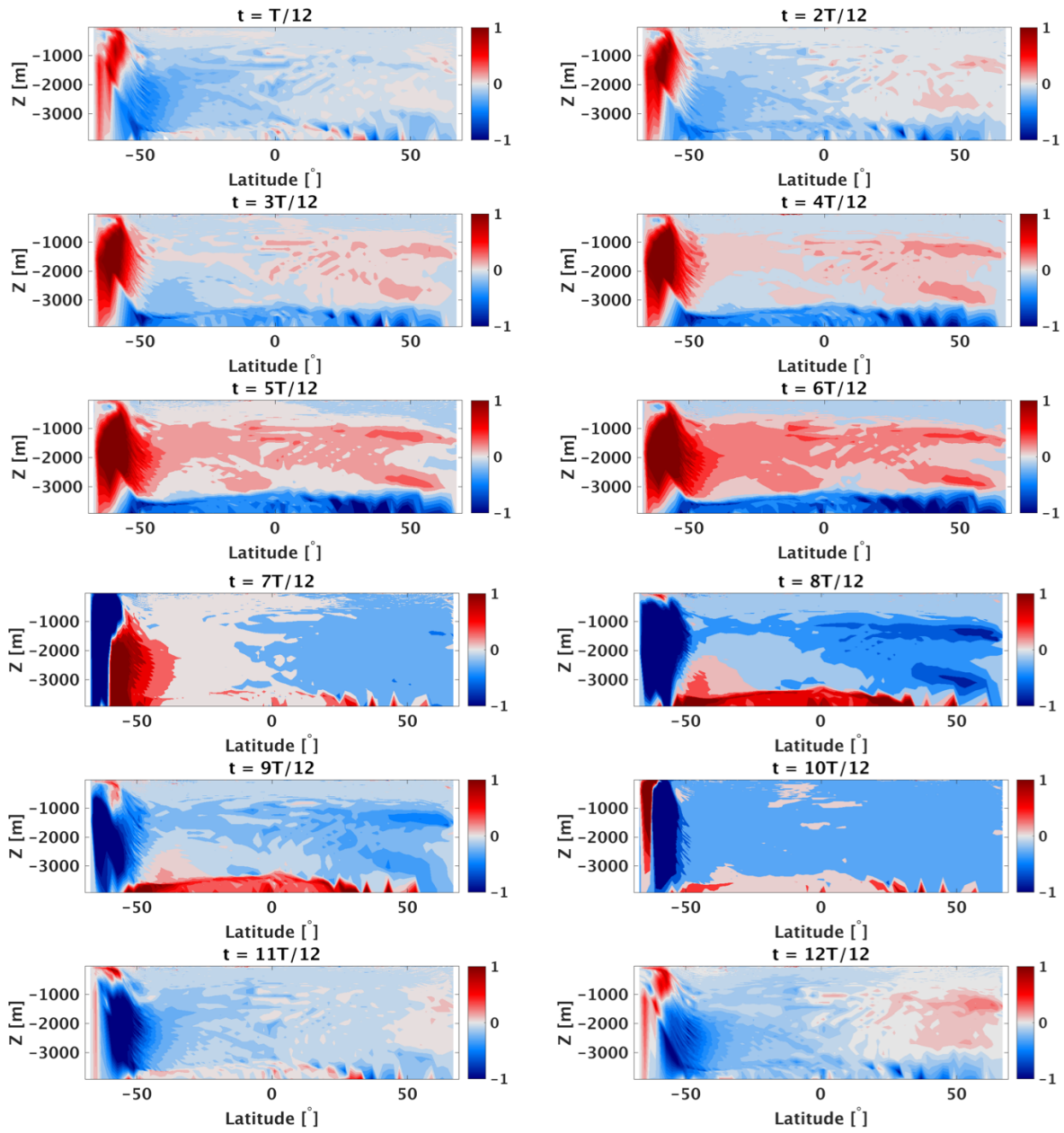


Figure 25: Anomalies de ψ_{res} (Sv) intégrées sur la longitude au cours du temps. La période d'échantillonnage est de 4 ans. La période totale T est 48 ans. Configuration avec cycle saisonnier sans glace. Profil de diffusion verticale exponentiel

4 Discussion

4.1 Influence du couvert de glace sur la circulation méridionale

Le changement de signe dans les flux de flottabilité en surface de l'Océan Austral correspond à la transition entre les deux cellules composant la MOC ([Marshall and Radko, 2002](#)). Les expériences présentées à la section 3.2 ont pour but de vérifier si la limite du couvert de glace coïncide avec cette transition et ce changement de signe.

L'étude des flux de flottabilité en surface semble mettre en évidence que cette hypothèse est à première vue erronée. En effet, la classe de densité (et par association la latitude) caractéristique de la limite de la banquise ne correspond pas à celle associée au changement de signe des flux de flottabilité. Cette classe densité de transition est située entre la latitude limite de la péninsule Antarctique (dans notre cas 64°S) et celle du détroit de Drake (50°S). Cependant il est important de souligner qu'une incertitude existe sur cette classe de densité spécifique en raison du manque de netteté de la transition sur les figures. Avant de rejeter l'hypothèse de départ, il est important de souligner que plusieurs choix méthodologiques peuvent limiter notre capacité à confirmer ou infirmer cette hypothèse. Ces limitations du modèle numérique sont discutées dans ce qui suit.

4.1.1 Topographie idéalisée et représentation des polynies

La topographie compliquée de l'Océan Austral, qui influence les courants de densité le long du talus continental, couplée à la côte antarctique non linéaire entraînent un parcours complexe du courant circumpolaire. La topographie du passage de Drake est supprimée dans ce projet exploratoire, malgré son influence sur l'ensemble du système océanique austral ([Toggweiler and Samuels, 1995](#)). De plus, le domaine numérique de ce projet ne dispose ni d'un plateau ni d'un talus continentaux en périphérie de l'Antarctique. L'asymétrie est-ouest de l'Océan Austral n'est pas reproduite adéquatement dans notre modèle. Cette asymétrie dépend de la présence de mers 'intérieures' telles les mers de Weddell et de Ross notamment. Ces mers disposent d'une circulation spécifique sous

forme de gyre, ainsi qu'une formation d'eau très dense qui leur est propre ([Budillon et al., 2002, 2011](#); [Cheon et al., 2014](#)). Leur influence sur la circulation méridionale, bien que significative, est négligée dans notre configuration.

Une conséquence importante de notre choix de géométrie est l'absence de polynies aux hautes latitudes du couvert de glace, telles que celles observées dans les mers de Weddell et Ross ainsi qu'au niveau des plateaux continentaux autour de l'Antarctique. Les polynies sont des surfaces d'eaux libres de glace au milieu de la banquise persistant tout au long de l'hiver. Ces régions sont caractérisées par une forte formation de glace rapidement détruite par certains processus physiques ou exportée par le vent, maintenant la surface libre de glace. Un fort rejet halin ainsi qu'un contact permanent avec l'atmosphère très froide caractérisent ces régions. Les flux de flottabilité locaux correspondants sont par conséquent fortement négatifs, permettant une importante formation d'eau dense.

Il existe deux types de polynies selon les mécanismes physiques responsables de leur formation et leur maintien durant l'hiver :

1. Les polynies de type chaleur sensible. L'accumulation d'eau relativement chaude en profondeur sous la glace, suivie d'une convection profonde entraînée par la différence de densité avec l'eau des couches de surface, permet une fonte locale de la glace en surface ([Hirabara et al., 2012](#)). La turbulence en surface liée à la convection permet de maintenir la polynie. Si l'apport externe et l'accumulation d'eau relativement chaude cessent, la polynie disparaît. Ce type de polynie ne peut être modélisé de manière réaliste dans une configuration idéalisée telle que celle de ce projet.
2. Les polynies de type chaleur latente. Le stress mécanique des vents et des courants océaniques locaux permettent l'exportation de la glace nouvellement formée, créant et maintenant la polynie. Les polynies de ce type sont pour la majorité côtières ([Massom et al., 1998](#)). En effet, de forts vents catabatiques provenant des reliefs du continent antarctique permettent l'exportation de la glace au niveau de certaines régions côtières. Ces vents catabatiques tirent leur force de l'important gradient de pression entre le sommet de ces reliefs et la côte. Ce type de polynie peut être modélisé au sein d'une

configuration idéalisée.

L'importance de ces polynies sur la formation d'eau de fond antarctique est significative (Ohshima et al., 2013). De même, la formation d'eau dense au contact des ice-shelves, soit des plateformes de glace côtières (Nicholls et al., 2009) est également négligée dans un objectif de simplicité. Cette absence de polynies se manifeste par une banquise Antarctique du modèle trop compacte. Cela entraîne un isolement de l'océan des flux atmosphériques, et donc diminue la formation d'eau dense de cette région.

D'autre part, l'asymétrie est-ouest de l'Océan Austral est couplée à la présence d'un vent d'Est côtier dont la transition avec les vents d'Ouest plus au nord influence également la formation et l'exportation d'eau très dense (Stewart and Thompson, 2012). En effet, un vent d'Est présent dans l'hémisphère sud entraîne un transport méridional d'Ekman de surface vers le sud. Il est possible qu'un tel vent en périphérie du continent Antarctique favorise la formation d'eau dense dans notre modèle. Cependant, ce vent d'Est n'est pas présent dans notre configuration pour des raisons de simplicité dans notre profil de vent, et de contrôle de son influence sur l'établissement de la circulation.

Ces caractéristiques géométriques modifiant la dynamique de l'Océan Austral, l'utilisation d'un domaine plus complexe et réaliste au niveau de cette région au sein de futures recherches pourrait entraîner une formation plus importante d'eau dense, caractérisée par une densité maximale atteinte plus élevée (présence des polynies et plus grand transport de surface vers la périphérie du continent). Effectivement, c'est la configuration la plus simple permettant d'observer l'établissement d'une circulation méridionale et la formation d'eau dense aux hautes latitudes qui a été retenue au cours de ce projet. Une configuration plus complexe est nécessaire pour infirmer définitivement l'hypothèse de recherche avancée.

4.1.2 La résolution horizontale du domaine numérique

L'absence de corrélation entre les indices H_{div} , profondeur de transition entre les deux cellules au niveau du bassin océanique, et L_{div} , latitude de cette transition au niveau de

l'Océan Austral, peut également provenir de la faible résolution de notre configuration. La résolution horizontale affecte les caractéristiques de la MOC, notamment la relation entre le vent et la pente des isopycnales (transport zonal) dans le courant circumpolaire (Hallberg and Gnanadesikan, 2006; Munday et al., 2013; Zhang and Vallis, 2013). En effet, plus la résolution est importante, plus la résolution des tourbillons à méso-échelle (qui jouent un rôle à l'ordre 1 dans l'équilibre du courant circumpolaire) est explicite. Dans notre modèle disposant d'une résolution horizontale de 2° , l'effet de ces tourbillons est représenté par une paramétrisation. La convergence en fonction de la résolution n'est pas encore atteinte même dans des études idéalisées récentes (Munday et al., 2013). L'influence de la résolution explicite des tourbillons sur la variabilité annuelle de la circulation au sein de notre modèle est méconnue. Cependant, la supposée meilleure résolution des variations de la limite de la couverture de glace pourrait entraîner une corrélation entre les indices H_{div} et L_{div} .

4.1.3 Comportement et couverture de la glace de mer

Le modèle de circulation océanique est couplé avec un modèle de glace dynamique (la glace de mer n'est pas fixe après sa formation mais peut être transportée sous l'effet des vents et des courants) et thermodynamique (responsable de la formation ou de la fonte suivant les flux de flottabilité appliqués à la surface de l'océan, décrit au sein de la méthodologie). Une limite de la configuration idéalisée disposant d'une résolution horizontale de 2° concerne le comportement de la glace, lié au changement rapide du signe des flux de flottabilité au niveau de l'océan austral, c'est à dire du flux de chaleur entre l'atmosphère et l'océan (13) et du flux de sel. Le flux de chaleur entre l'atmosphère et l'océan dépend en grande partie de la température atmosphérique moyenne annuelle ainsi que celle de la couche de surface de l'océan. Or, celles-ci deviennent positives au niveau du canal circumpolaire autour de -54° de latitude et inhibent par conséquent la formation de glace de mer. Ces températures couplées aux précipitations (d'ampleur croissante en direction du nord, voir figure 8) entraînent également une fonte rapide de la glace

potentiellement advectée par le vent ou les courants. La conséquence est une banquise modélisée de relativement faibles épaisseurs et concentrations même durant l'hiver austral (hormis aux très hautes latitudes australes, proche de la frontière du domaine numérique). Une concentration de couverture de glace proche de 100% est pourtant observée dans la réalité sur la quasi-totalité de l'expansion de la banquise australe (l'annexe 5 montre la comparaison entre modèle et observations). Ces faibles épaisseurs et concentrations de glace observées dans les simulations rendent la marge réelle de glace difficile à localiser, tout en réduisant le rôle isolant entre les vents de l'atmosphère et la couche de surface de l'océan. Cette dernière est donc davantage susceptible d'être advectée vers le nord via le transport d'Ekman et intégrée au sein de la cellule supérieure. La transition en surface entre les deux cellules de la MOC au niveau de l'océan austral serait en conséquence située plus au sud qu'elle ne le serait si la concentration de couverture de glace était totale. Des forçages davantage réalistes couplés à une configuration à plus haute résolution permettrait de représenter plus fidèlement le transport de glace et la saisonnalité de la formation et de la fonte de la glace, conduisant ainsi à une marge de glace davantage réaliste dotée d'une concentration de couverture totale.

4.1.4 Le profil de vent zonal

Il existe un fort cycle saisonnier dans les vents d'Ouest autour de l'Antarctique. Au sein notre configuration idéalisée, seuls trois champs de forçage, dont deux seulement sont indépendants, disposent d'un cycle saisonnier : (i) la température de l'atmosphère, liée aux radiations de longues longueurs d'onde, et (ii) le profil radiatif de courtes longueurs d'ondes (figure 8). Le profil de vent zonal au niveau du canal circumpolaire est quant à lui constant. La migration vers le nord des vents d'Ouest permettrait au couvert de glace de s'étendre d'avantage vers le nord. Une augmentation du couvert de glace austral entraînée par des fluctuations des vents d'Ouest en surface de l'Océan Austral a en effet déjà été mise en évidence dans la littérature ([Hall and Visbeck, 2002](#)). Il est possible qu'il y ait un meilleur accord entre la marge de glace et la division en surface des cellules dans ce cas.

4.2 Oscillations de l'intensité de la MOC

4.2.1 Variabilités multi-décennales et multi-centennales de la MOC

Puisqu'il est numériquement coûteux de réaliser des séries temporelles très longues à l'échelle du globe ou même d'un bassin océanique, il n'existe que peu d'études sur la variabilité interne de la MOC, notamment celle de basse fréquence (correspondant à des oscillations multi-centennales). Dans la littérature récente, les périodicités les plus significatives (correspondant à de relativement hautes puissances sur un spectre de densité) de cette variabilité, observées dans des simulations sur de longues périodes temporelles (plusieurs milliers d'années), sont comprises entre 15 et 40 ans environ (concernant la périodicité multi-décennale) et entre 200 et 500 ans (concernant la périodicité multi-centennale) (Delworth and Zeng, 2012). L'étude de Menary et al. (2012) observe des oscillations similaires, entre 40 ans (multi-décennale) et 300 ans (multi-centennale).

Il existerait deux mécanismes à l'origine des périodicités multi-décennales :

1. L'instabilité baroclinique à grande échelle, lorsque des anomalies de flottabilité causent des anomalies de vitesses méridionales et zonales. Ce mécanisme n'a pas été étudié au cours de ce projet exploratoire.
2. Des fluctuations de salinité et de température en surface de l'Océan Austral et en Atlantique Nord causent des anomalies de densité, et modifient le transport de la circulation en influençant la convection profonde (Wolfe and Cessi, 2015; Jungclauss et al., 2005). Ce mécanisme est observé au sein de nos configurations (section 3.3).

D'autre part, les périodicités multi-centennales auraient pour origine des fluctuations de précipitations au niveau de l'Atlantique tropical (Menary et al., 2012). Bien que la période temporelle de 1000 ans dédiée à l'analyse de la variabilité interne de la MOC au cours de ce projet limite l'étude des périodicités multi-centennales, le fait que notre profil de précipitations soit constant au cours du temps pourrait en partie être responsable de l'inhibition des périodicités de basses fréquences mises en évidence sur le panneau intermédiaire de la figure 21.

Les principales différences entre les configurations présentées dans la littérature et utilisées à titre de comparaison et la configuration de ce projet sont :

- L'utilisation de modèles de circulation océanique entièrement couplés avec des continents, un modèle de glace et un modèle atmosphérique dans le cas de [Menary et al. \(2012\)](#); [Delworth and Zeng \(2012\)](#); [Jungclauss et al. \(2005\)](#). L'interaction océan-atmosphère est plus complexe et réaliste que celle de notre configuration. En effet, seule une pseudo-atmosphère est simulée au cours de ce projet (figure 8), et l'océan ne possède aucune rétroaction sur celle-ci. La formation d'anomalie de densité en surface serait partiellement inhibée dans notre configuration.
- Le domaine numérique utilisé, soit une représentation fidèle du bassin Atlantique dans les configurations présentées par [Menary et al. \(2012\)](#); [Delworth and Zeng \(2012\)](#), contre un domaine idéalisé possédant un canal circumpolaire et un bassin océanique dans le cas de [Wolfe and Cessi \(2015\)](#) et notre projet (figure 6). L'influence de la géométrie sur la MOC a déjà été discutée précédemment.
- Le profil de diffusion verticale prescrit. Dans le cas de la configuration de [Wolfe and Cessi \(2015\)](#), la plus proche de la notre car également idéalisée, ce profil est adiabatique jusqu'au fond dans le but de simuler uniquement une cellule supérieure de la MOC. Dans ce projet, la configuration ayant servi à l'analyse de la variabilité interne de la MOC possède un profil de diffusion verticale réaliste, doté d'une transition entre un caractère adiabatique en surface et diabatique au fond (figure 7). La présence d'une cellule inférieure, modifiant les conditions de l'Océan Austral en ajoutant une convection profonde, pourrait influencer la formation d'anomalies de surface au niveau de cette région.
- Les forçages de la configuration de [Wolfe and Cessi \(2015\)](#) ne possèdent pas de cycle saisonnier, cependant une variation du profil de précipitations est prescrite. L'ampleur de la différence entre les précipitations de l'hémisphère nord avec celles de l'hémisphère sud modifie l'advection méridionale de sel et ainsi détermine une succession de plusieurs régimes instables de la MOC. Cependant, chaque régime présente

des oscillations multi-décennales et multi-centennales de la circulation. La différence avec les oscillations multi-décennales de notre projet est leur origine, soit des anomalies confinées dans le gyre sub-polaire de l'hémisphère nord selon [Wolfe and Cessi \(2015\)](#), contre des anomalies formées dans l'Océan Austral et migrant vers le nord dans notre configuration.

Tandis que les principaux points communs entre la littérature et notre configuration sont :

- L'ensemble des études considère le flux de chaleur méridional dans l'océan comme métrique de l'intensité et de la variabilité interne de la MOC (certains articles utilisent également d'autres traceurs comme la température, la salinité et la densité en surface, la pression atmosphérique en parallèle, etc.).
- Les périodicités de hautes fréquences observées sur les panneaux intermédiaire et inférieur de la figure 21 correspondent avec celles généralement observées et inférieures à 100 ans dans les articles.
- Une périodicité de basse fréquence correspondant à une période de 250 ans en présence de glace (panneau inférieur de la figure 21) est similaire à celle de [Delworth and Zeng \(2012\)](#).
- La propagation d'anomalies de densité de surface depuis l'Océan Austral jusqu'aux latitudes intermédiaires de l'hémisphère nord (mécanisme à l'origine de périodicités multi-décennales), présentée à la section 3.3, est également observée par [Delworth and Zeng \(2012\)](#). La distance de propagation des anomalies jusqu'aux latitudes intermédiaires ou hautes de l'Atlantique module de manière proportionnelle la fréquence des oscillations. Une distance de propagation élevée entraînerait une oscillation de relativement basse fréquence.

L'observation de variabilités multi-décennales et multi-centennales semblables à celles obtenues dans les simulations des études précédentes (davantage réaliste) semble justifier notre configuration ainsi que les choix méthodologiques réalisés (idéalisations, analyses, etc.). Cependant, il est également souligné dans la littérature que la non résolution des tourbillons à méso-échelle (dont l'effet est représenté par une paramétrisation) constitue

une inconnue non négligeable dans la variabilité de la MOC.

4.2.2 Oscillations de Dansgaard–Oeschger

Sur l'ensemble des configurations idéalisées utilisées au cours de ce projet (avec cycle saisonnier ou sans, avec glace de mer ou sans), une instabilité périodique apparaît au sein des suivis du flux de chaleur méridien équatorial tous les 1500 ans environ et persiste entre 300 et 500 ans (non visible sur les figures). Ce changement soudain et de grande ampleur de l'intensité de la MOC pourrait correspondre à des oscillations de Dansgaard–Oeschger (de périodes similaires). Ces oscillations sont observées en paléo-océanographie au sein des carottes de glace (variations soudaines des rapports isotopiques de certains éléments) et concernent également l'atmosphère, qui subit un réchauffement rapide en quelques décennies. Les mécanismes à l'origine de leur formation ne sont pas encore bien définis aujourd'hui. La variation soudaine de l'apport d'eau douce dans l'océan Atlantique provenant des glaciers (du Groenland notamment) couplé au changement de la température atmosphérique modifierait rapidement la dynamique de la MOC (variation du taux de formation d'eau dense) qui entrerait alors dans un état instable. Bien que ces oscillations seraient liées à la dynamique glaciaire des calottes, elles apparaîtraient également au sein de simulations idéalisées de la MOC, avec ou sans glace ([Sakai and Peltier, 1997](#)). Leur origine aurait pour cause des forçages atmosphériques considérés comme étant intermédiaires entre un climat de période chaude et un climat de période glaciaire, modifiant l'ampleur du rejet halin lors de la formation de la glace de mer. Chacun de ces deux climats correspondrait à un état stable de la MOC, tandis que ces conditions atmosphériques de transition entraîneraient un état temporairement instable, développant de fortes instabilités de Dansgaard–Oeschger ([Wang and Mysak, 2006](#)). Les forçages atmosphériques de ce projet étant entièrement construits spécifiquement pour notre configuration bien qu'idéalisés à partir d'observations, une hypothèse est qu'ils entraîneraient un état d'instabilité de la MOC simulée. Un suivi du rejet halin en parallèle du flux de chaleur méridien équatorial permettrait de renforcer cette hypothèse.

4.2.3 Structure verticale des anomalies de densité et de transport ψ_{res}

La figure 25 met en évidence un cycle de 48 ans environ dans le développement ainsi que la propagation d'anomalies de transport de la MOC ψ_{res} . Une anomalie se propage en 24 ans environ depuis l'Océan Austral jusqu'aux hautes latitudes de l'hémisphère nord, affectant les 3000 premiers mètres de la colonne d'eau. Ce cycle est similaire à celui de 21 ± 3 ans observé par Wolfe and Cessi (2015), au sein d'une configuration proche de celle de ce projet, et caractérise la périodicité multi-décennale de la MOC. Un second cycle d'anomalies de transport, de plus basse fréquence (non observé au cours de ce projet), caractérise également la périodicité multi-centennale de la circulation. Ces anomalies de transport ψ_{res} sont le résultat d'une part de l'influence sur la convection profonde des anomalies de densité formées au niveau de l'Océan Austral et se propageant vers le nord, visibles sur la figure 23 et d'autre part de l'instabilité baroclinique à grande échelle (non étudiée dans ce projet) (Wolfe and Cessi, 2015). La vitesse de propagation méridionale des anomalies de densité en surface, similaire à celle des anomalies de transport qu'elles engendrent, correspond à la vitesse moyenne d'advection des cellules de la MOC.

La structure verticale des anomalies de densité présentée à la figure 24 suggère que la présence de glace inhibe le cycle de 48 ans de formation/migration d'anomalies de transport dépendant de celles de densité en surface de l'Océan Austral. Un possible cycle de période plus longue (au minimum 400 ans, la série temporelle étudiée à la figure 24 ne présentant qu'une demi-période) est en effet amplifié. La comparaison avec la littérature est malheureusement difficile car la configuration de Wolfe and Cessi (2015) ne possède pas de modèle de glace couplé, tandis que celles des articles précédemment cités au sein de cette section, davantage complexes et réalistes, ne présentent pas ce cycle en présence de glace. L'hypothèse principale est que la couverture de glace dans notre modèle est trop compacte en périphérie du continent Antarctique et ne possède pas de polynies permettant des échanges avec l'atmosphère, isolant quasi-totalement cette région de l'Océan Austral durant une grande partie de l'année. Or cette région constitue précisément l'origine des anomalies de densité en surface, qui en influençant la convection profonde locale et en

migrant vers le nord, causent des perturbations de transport de la MOC. Il est possible qu'au sein de notre configuration dotée de glace, la formation de telles anomalies de densité soit plus longue, si ce n'est totalement inhibée, d'où le cycle de plusieurs centaines d'années au lieu de 20 ans environ.

4.2.4 Variabilités de la MOC et de l'atmosphère

Les forçages atmosphériques construits spécifiquement pour notre configuration idéalisée ne permettent pas une rétroaction de l'océan sur l'atmosphère, tout en inhibant la variabilité interne de celle-ci. Autrement dit, les conditions prédéterminées de l'atmosphère contrôlent celles de la surface de l'océan tandis que l'inverse est impossible. Or cette variabilité interne de l'atmosphère ainsi que la rétroaction de l'océan (présentes dans les modèles de circulation couplés avec une atmosphère) possèdent une influence non négligeable sur le développement d'anomalies de densité en surface et ainsi sur la variabilité à court terme de la MOC. En effet, les anomalies de densité en surface au sein des modèles couplés représentent une réponse de l'océan face aux flux de température de l'atmosphère couplée ([Delworth and Greatbatch, 2000](#)). Les anomalies de température ainsi formées migrent alors jusqu'aux régions de formation d'eau dense (si formées sous les latitudes subtropicales) et influencent la convection profonde locale, et donc la variabilité à court terme de la MOC ([Dong and Sutton, 2005](#)). Cependant, les anomalies de densité observées durant ce projet et présentées à la section précédente dépendent en majeure partie des variations de sel et non de la température (non montré). La raison est leur unique lieu de formation au niveau de l'océan austral, région sous l'influence du rejet halin lors de la formation de la banquise et à d'importantes précipitations, processus modifiant la distribution du sel. L'absence de variabilité de l'atmosphère inhibe la formation d'anomalies de densité sous les latitudes subtropicales et intermédiaires.

CONCLUSION GÉNÉRALE

Au cours de ce projet, la comparaison entre trois profils de diffusion verticale (un profil diabatique, un profil adiabatique, et un profil réaliste) permet d'illustrer l'importante influence de cette diffusion sur l'établissement d'une circulation méridionale composée de deux cellules. Le choix d'un profil de diffusion réaliste, disposant de faibles valeurs de diffusion dans les 2000 premiers mètres de la colonne d'eau suivies d'une transition vers de fortes valeurs abyssales, a été mis en avant au détriment des deux autres profils.

L'hypothèse de recherche avancée, étant que la limite du couvert de glace austral correspond à la transition en surface de l'Océan Austral entre les deux cellules de la MOC, a été infirmée dans le cas de notre configuration idéalisée. En effet, les flux de flottabilité s'appliquant sous les hautes latitudes australes eux-mêmes contrôlent cette transition : leurs variations saisonnières sont corrélées avec celles de la profondeur de transition entre les deux cellules au niveau du bassin océanique, et par conséquent à la densité couplée à cette transition considérée constante sur l'ensemble du domaine. De plus, aucune variabilité de la transition en surface entre les cellules n'a été observée. Une possibilité est que la résolution choisie (2°) est insuffisante afin d'observer cette variabilité. Une configuration à plus haute résolution serait nécessaire afin d'écarter cette possibilité.

Plusieurs périodicités multi-décennales comprises entre 20 et 90 ans ont été mises en évidence, ainsi qu'une périodicité multi-centennale d'environ 250 ans (mais l'analyse réalisée ne permet pas d'approfondir davantage sur celle-ci). Ces périodicités proviennent du développement d'anomalies de densité (dépendant en majeure partie de l'advection de la salinité) en surface de l'Océan Austral tous les 40 ans environ. Ces anomalies migrent et se diffusent vers le nord du bassin océanique du domaine numérique en une vingtaine d'années, causant des anomalies de transport au sein des deux cellules de la MOC. La similarité de ces résultats avec ceux de la littérature récente, obtenus avec des configurations davantage réalistes et complexes couplées à une atmosphère, des continents et de la glace, ou bien similaires à notre configuration car également idéalisées, valide les choix

méthodologiques réalisés au début du projet afin d'étudier l'intensité de la MOC.

Cependant, ces choix méthodologiques menant à notre configuration idéalisée présentent quelques lacunes, la principale étant l'existence d'une banquise australe trop compacte, inhibant la formation de polynies. Ces polynies permettraient d'importants flux de flotabilité négatifs locaux entre l'océan et l'atmosphère froide, affectant la formation d'eau dense alimentant la cellule inférieure de la MOC ainsi que celle d'anomalies de densité en surface. Cette formation d'eau dense est également dépendante de la géométrie complexe de l'Océan Austral, qui a été idéalisée au cours de ce projet. L'asymétrie est-ouest de l'Océan Austral, caractérisée par la présence de mers intérieures dotées de gyres, d'un vent d'est côtier et d'un talus continental a en effet été négligée dans un objectif de simplicité et de contrôle sur l'établissement de notre circulation méridionale. De plus, une limitation commune au sein des modèles océaniques à faible résolution horizontale est la non-résolution des tourbillons à méso-échelle, dont l'effet est représenté par une paramétrisation. Leur influence sur le développement et la migration d'anomalies de densité et de transport et par conséquent sur la variabilité interne de la MOC, est méconnue. Une configuration plus complexe permettrait d'infirmer ou confirmer définitivement notre hypothèse de recherche ainsi que d'inhiber une partie des limitations décrites.

ANNEXE I

SÉRIES TEMPORELLES DU TRANSPORT DES CELLULES DE LA MOC

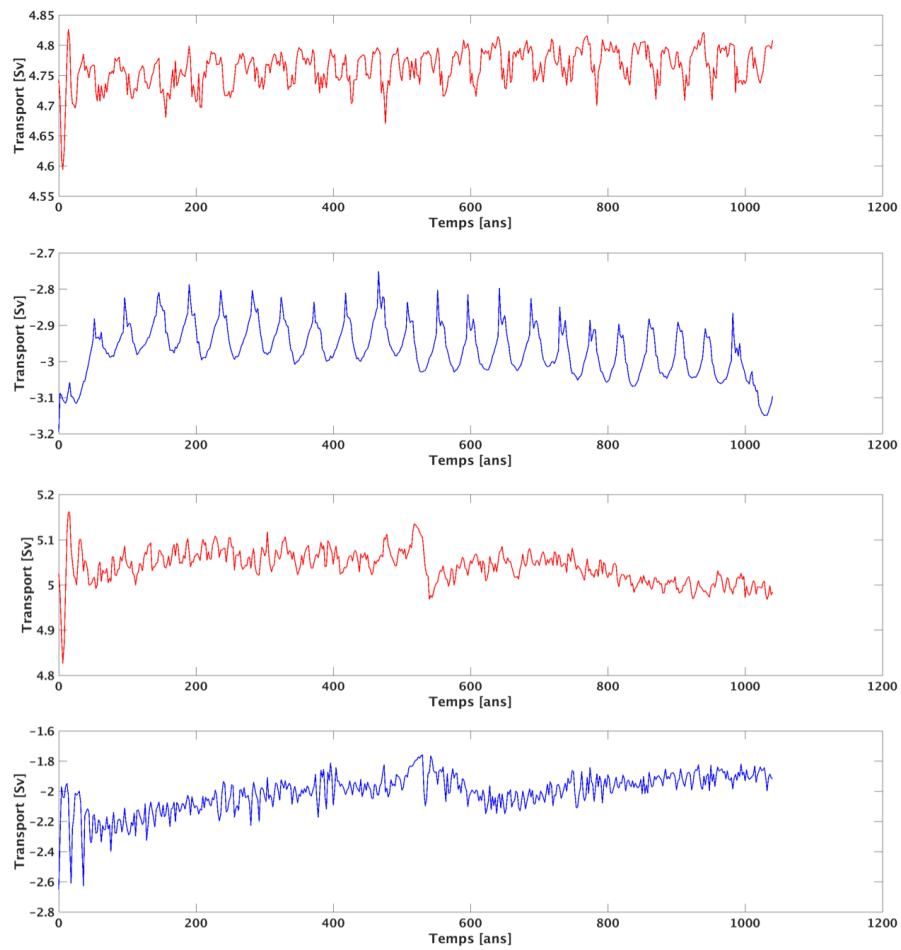


Figure 26: Oscillations des transports des cellules adiabatique (en rouge) et diabatique (en bleu) de la MOC. Configurations avec cycle saisonnier seul (panneaux supérieurs) et avec glace (panneaux inférieurs). Profil de diffusion exponentiel

ANNEXE II

SÉRIES TEMPORELLES DU FLUX DE CHALEUR MÉRIDIDIEN

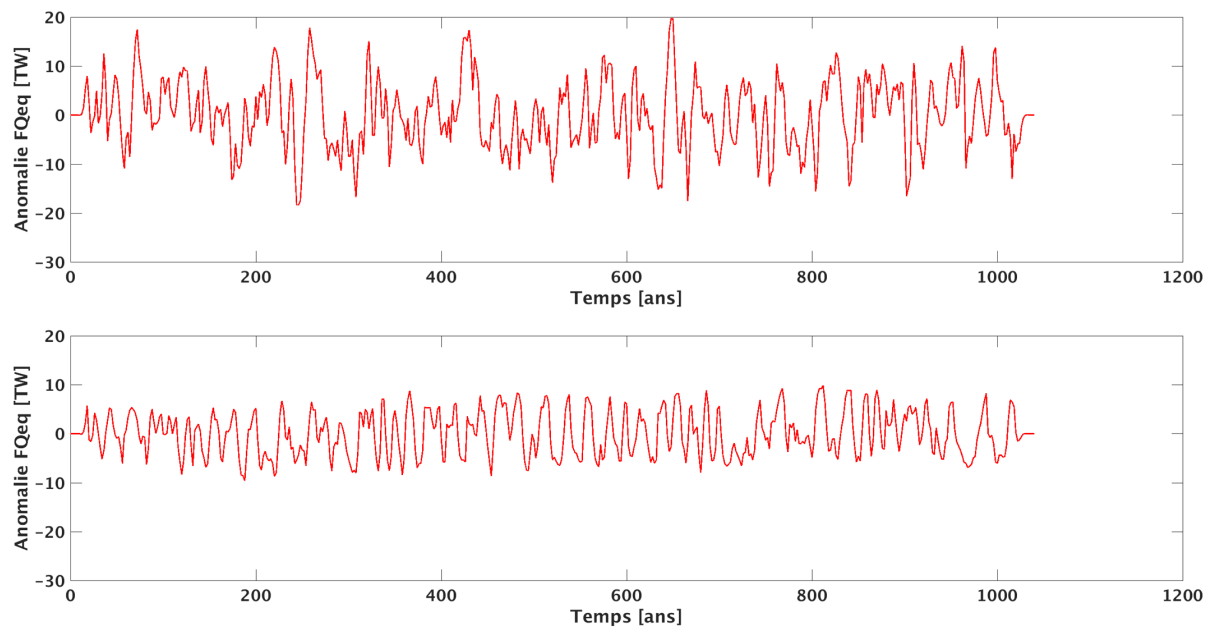


Figure 27: Oscillations du flux de chaleur méridien au niveau de l'équateur, pour les configurations disposant d'un cycle saisonnier avec le profil de diffusion adiabatique. Panneau supérieur : sans glace de mer. Panneau inférieur : avec glace de mer

ANNEXE III

SPECTRES DE PUISSANCE

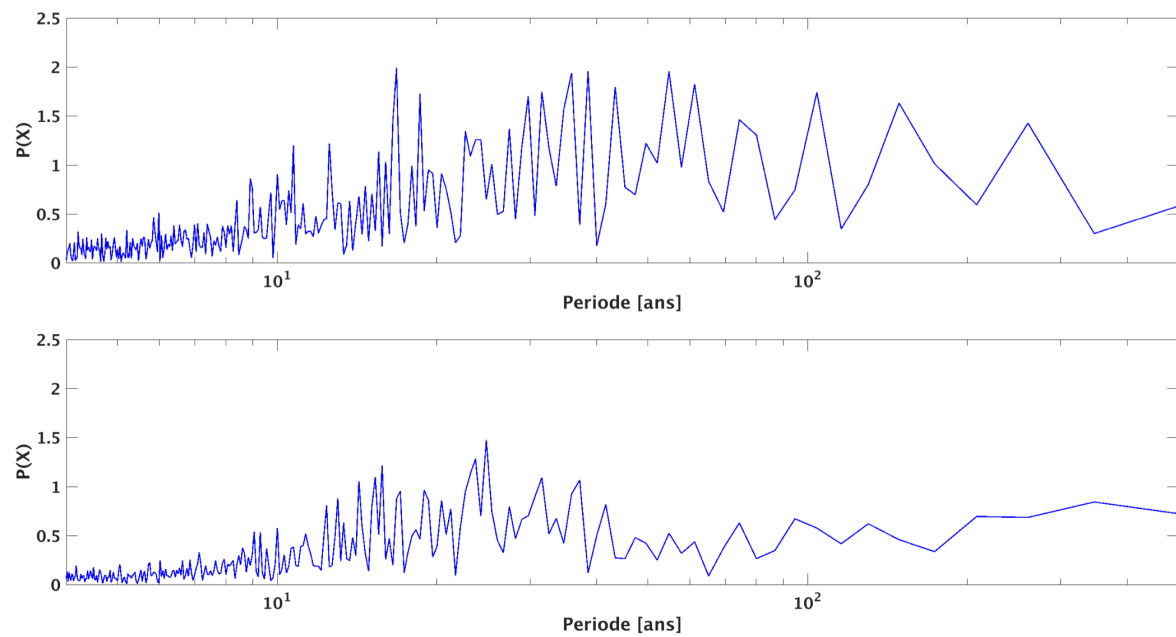


Figure 28: Spectres de puissance correspondant aux séries temporelles de l'annexe précédente, pour les configurations disposant d'un cycle saisonnier avec le profil de diffusion adiabatique. Panneau supérieur : sans glace de mer. Panneau inférieur : avec glace de mer

ANNEXE IV

ANOMALIES DE DENSITÉ

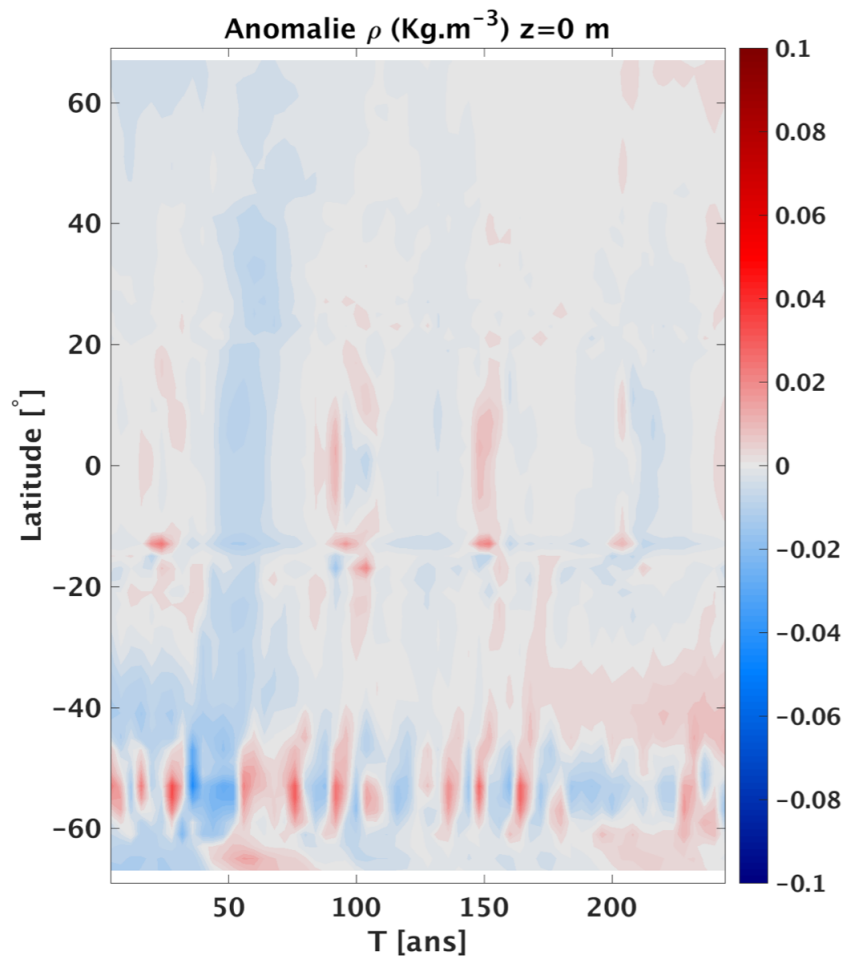


Figure 29: Anomalies de ρ en surface du modèle, intégrées sur la longitude, au cours du temps. Profil de diffusion vertical exponentiel. Configuration avec cycle saisonnier et glace

ANNEXE V

COMPARAISON DES CARACTÉRISTIQUES DE GLACE ENTRE MODÈLE ET OBSERVATIONS

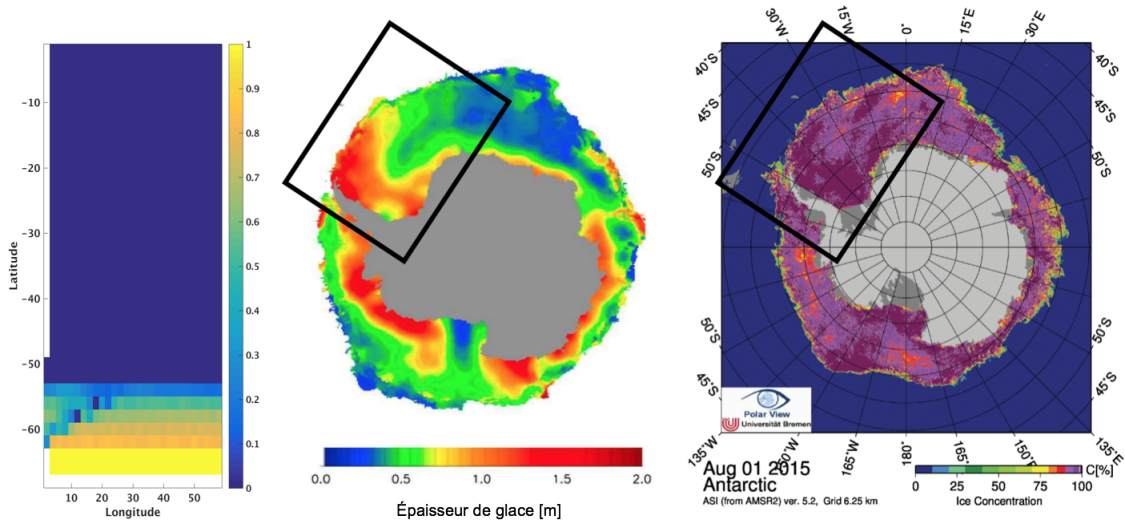


Figure 30: Panneau de gauche : Épaisseur de glace hivernale (m) de la configuration disposant du cycle saisonnier et du profil de diffusion exponentiel. Panneau central : Moyenne 2003-2008 des observations d'épaisseur de glace hivernale (m, concentration de couverture supérieure à 50%) en Antarctique ([Kurtz and Markus, 2012](#)). Panneau de droite : Instantané de la concentration de couverture de glace hivernale (%) en Antarctique, 2015. Source : Institute of Environmental Physics, University of Bremen. Cadre noir : région apparentée au domaine numérique du projet

BIBLIOGRAPHIE

- Adkins, J. F. (2013). The role of deep ocean circulation in setting glacial climates. *Paleoceanography*, 28(3) :539–561.
- Anderson, R. F., Ali, S., Bradtmiller, L. I., Nielsen, S. H. H., Fleisher, M. Q., Anderson, B. E., and Burckle, L. H. (2009). Wind-driven upwelling in the Southern Ocean and the deglacial rise in atmospheric CO₂. *Science (New York, N.Y.)*, 323(5920) :1443–1448.
- Bryan, K. (1984). Accelerating the Convergence to Equilibrium of Ocean-Climate Models.
- Bryden, H. L. (2003). How wind-forcing and air-sea heat exchange determine the meridional temperature gradient and stratification for the Antarctic Circumpolar Current. *Journal of Geophysical Research*, 108(C8) :3275.
- Buckley, M. W., Ferreira, D., Campin, J. M., Marshall, J., and Tulloch, R. (2012). On the relationship between decadal buoyancy anomalies and variability of the atlantic meridional overturning circulation. *Journal of Climate*, 25(23) :8009–8030.
- Budillon, G., Castagno, P., Aliani, S., Spezie, G., and Padman, L. (2011). Thermohaline variability and Antarctic bottom water formation at the Ross Sea shelf break. *Deep-Sea Research Part I : Oceanographic Research Papers*, 58(10) :1002–1018.
- Budillon, G., Gremes Cordero, S., and Salusti, E. (2002). On the dense water spreading off the Ross Sea shelf (Southern Ocean). *Journal of Marine Systems*, 35(3-4) :207–227.
- Cheon, W. G., Park, Y.-G., Toggweiler, J. R., and Lee, S.-K. (2014). The Relationship of Weddell Polynya and Open-Ocean Deep Convection to the Southern Hemisphere Westerlies. *Journal of Physical Oceanography*, 44(2) :694–713.
- Delworth, T. L. and Greatbatch, R. J. (2000). Multidecadal Thermohaline Circulation Variability Driven by Atmospheric Surface Flux Forcing.
- Delworth, T. L. and Zeng, F. (2012). Multicentennial variability of the Atlantic meridional overturning circulation and its climatic influence in a 4000 year simulation of the GFDL CM2.1 climate model. *Geophysical Research Letters*, 39(13) :1–6.
- Dong, B. and Sutton, R. T. (2005). Mechanism of interdecadal thermohaline circulation variability in a coupled ocean-atmosphere GCM. *Journal of Climate*, 18(8) :1117–1135.
- Emery, W. J., Lee, W. G., and Magaard, L. (1984). Geographic and Seasonal Distributions of Brunt–Väisälä Frequency and Rossby Radii in the North Pacific and North Atlantic.

- Ferrari, R., Jansen, M. F., Adkins, J. F., Burke, A., Stewart, A. L., and Thompson, A. F. (2014). Antarctic sea ice control on ocean circulation in present and glacial climates. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 111(24) :8753–8758.
- Gent, P. R. and McWilliams, J. C. (1990). Isopycnal Mixing in Ocean Circulation Models.
- Hall, A. and Visbeck, M. (2002). Synchronous variability in the Southern Hemisphere atmosphere, sea ice, and ocean resulting from the annular mode. *Journal of Climate*, 15(21) :3043–3057.
- Hallberg, R. and Gnanadesikan, A. (2006). The Role of Eddies in Determining the Structure and Response of the Wind-Driven Southern Hemisphere Overturning : Results from the Modeling Eddies in the Southern Ocean (MESO) Project. *Journal of Physical Oceanography*, 36 :2232–2252.
- Heywood, K. J., Schmidtko, S., Heuzé, C., Kaiser, J., Timothy, D., Queste, B. Y., Stevens, D. P., Wadley, M., Andrew, F., Fielding, S., Guihen, D., Creed, E., Ridley, J. K., A, P. T. R. S., Jickells, T. D., and Thompson, A. F. (2014). Ocean processes at the Antarctic continental slope.
- Hirabara, M., Tsujino, H., Nakano, H., and Yamanaka, G. (2012). Formation mechanism of the Weddell Sea Polynya and the impact on the global abyssal ocean. *Journal of Oceanography*, 68(5) :771–796.
- Huck, T., Colin de Verdière, A., and Weaver, A. J. (1999). Interdecadal Variability of the Thermohaline Circulation in Box-Ocean Models Forced by Fixed Surface Fluxes. *Journal of Physical Oceanography*, 29(5) :865–892.
- Jacobs, S. S. (2004). Bottom water production and its links with the thermohaline circulation. *Antarctic Science*, 16(4) :427–437.
- Jansen, M. F. (2017). Glacial ocean circulation and stratification explained by reduced atmospheric temperature. 114(1) :45–50.
- Jansen, M. F. and Nadeau, L.-p. (2016). The Effect of Southern Ocean Buoyancy Loss on the Deep Ocean Circulation and Stratification.
- Jansen, M. F., Nadeau, L.-p., and Merlis, T. M. (2018). Transient versus Equilibrium Response of the Ocean ' s Overturning Circulation to Warming. *American Meteorological Society*, pages 5147–5163.
- Jungclauss, J. H., Haak, H., Latif, M., and Mikolajewicz, U. (2005). Arctic-North Atlantic interactions and multidecadal variability of the meridional overturning circulation. *Journal of Climate*, 18(19) :4013–4031.

- Kurtz, N. T. and Markus, T. (2012). Satellite observations of Antarctic sea ice thickness and volume. *Journal of Geophysical Research*, 117(June) :1–9.
- Large, W. G. and Pond, S. (1980). Open Ocean Momentum Flux Measurements in Moderate to Strong Winds.
- Large, W. G. and Pond, S. (1982). Sensible and Latent Heat Flux Measurements over the Ocean.
- Lumpkin, R. and Speer, K. (2007). Global Ocean Meridional Overturning. *Journal of Physical Oceanography*, 37(10) :2550–2562.
- Marshall, J. and Radko, T. (2002). Residual-Mean Solutions for the Antarctic Circumpolar Current and Its Associated Overturning Circulation. *Journal of Physical Oceanography*, 33(11) :2341–2354.
- Marshall, J. and Speer, K. (2012). Closure of the meridional overturning circulation through Southern Ocean upwelling. *Nature Geoscience*, 5(3) :171–180.
- Mashayek, A., Ferrari, R., Nikurashin, M., and Peltier, W. R. (2015). Influence of Enhanced Abyssal Diapycnal Mixing on Stratification and the Ocean Overturning Circulation. *Journal of Physical Oceanography*, 45(10) :2580–2597.
- Massom, R., Harris, P., Kelvin, J. M., and Potter, M. (1998). The distribution and formative processes of latent-heat polynyas in East Antarctica.
- Menary, M. B., Park, W., Lohmann, K., Vellinga, M., Palmer, M. D., Latif, M., and Jungclauss, J. H. (2012). A multimodel comparison of centennial Atlantic meridional overturning circulation variability. *Climate Dynamics*, 38(11-12) :2377–2388.
- Munday, D. R., Johnson, H. L., and Marshall, D. P. (2013). Eddy Saturation of Equilibrated Circumpolar Currents. *Journal of Physical Oceanography*, 43 :507–532.
- Nicholls, K. W., Østerhus, S., and Makinson, K. (2009). Ice-ocean processes over the continental shelf of the southern Weddell Sea, Antarctica : A review. *Reviews of Geophysics*, (2007) :1–23.
- Nikurashin, M. and Vallis, G. (2011). A Theory of Deep Stratification and Overturning Circulation in the Ocean. *Journal of Physical Oceanography*, 41(1987) :485–502.
- Ohshima, K. I., Fukamachi, Y., Williams, G. D., Nihashi, S., Roquet, F., Kitade, Y., Tamura, T., Hirano, D., Herraiz-Borreguero, L., Field, I., Hindell, M., Aoki, S., and Wakatsuchi, M. (2013). Antarctic Bottom Water production by intense sea-ice formation in the Cape Darnley polynya. *Nature Geoscience*, 6(3) :235–240.
- Orsi, A. H., Johnson, G. C., and Bullister, J. L. (1999). Circulation, mixing and production of Antarctic Bottom Water. *Progress in Oceanography*, 43 :55–109.

- Redi, M. H. (1982). Oceanic Isopycnal Mixing by Coordinate Rotation.
- Rintoul, S., Hughes, C., and Olbers, D. (2001). *The Antarctic Circumpolar Current System*.
- Sakai, K. and Peltier, W. R. (1997). Dansgaard – Oeschger Oscillations in a Coupled Atmosphere – Ocean Climate Model. (1994).
- Schmittner, A. and Galbraith, E. D. (2008). Glacial greenhouse-gas fluctuations controlled by ocean circulation changes. *Nature*.
- Speer, K., Rintoul, S. R., and Sloyan, B. (2000). The Diabatic Deacon Cell*. *Journal of Physical Oceanography*, 30(12) :3212–3222.
- Stewart, A. L. and Thompson, A. F. (2012). Sensitivity of the ocean’s deep overturning circulation to easterly Antarctic winds. *Geophysical Research Letters*, 39(17) :1–6.
- Stewart, A. L. and Thompson, A. F. (2013). Connecting Antarctic Cross-Slope Exchange with Southern Ocean Overturning. *Journal of Physical Oceanography*, 43 :1453–1471.
- Stommel, H. (1961). Thermohaline Convection with Two Stable Regimes of Flow.
- Toggweiler, J. R. and Samuels, B. (1995). Effect of Drake Passage on the global thermohaline circulation. *Deep Sea Research*, 42(June) :477–500.
- Wang, Z. and Mysak, L. A. (2006). Glacial abrupt climate changes and Dansgaard-Oeschger oscillations in a coupled climate model. 21(November 2005) :1–9.
- Winton, M. (2000). A reformulated three-layer sea ice model. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 17(4) :525–531.
- Wolfe, C. L. and Cessi, P. (2011). The Adiabatic Pole-to-Pole Overturning Circulation. *Journal of Physical Oceanography*, 41(9) :1795–1810.
- Wolfe, C. L. and Cessi, P. (2014). Salt Feedback in the Adiabatic Overturning Circulation. *Journal of Physical Oceanography*, 44(4) :1175–1194.
- Wolfe, C. L. and Cessi, P. (2015). Multiple regimes and low-frequency variability in the quasi-adiabatic overturning circulation. *Journal of Physical Oceanography*, (2005) :150417113154006.
- Zhang, J. and Hibler, W. D. (1997). On an efficient numerical method for modeling sea ice dynamics. 102 :8691–8702.
- Zhang, Y. and Vallis, G. K. (2013). Ocean Heat Uptake in Eddying and Non-Eddying Ocean Circulation Models in a Warming Climate. *Journal of Physical Oceanography*, 43(10) :2211–2229.